PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 15/16 — 20. August 1942 — Redaktionsschluß für Nr. 17/18 am 1. September 1942 — 43. Jahrgang

INHALT:

Zum Gedenken an Carl v. Linde.

Abhandlungen:

W. Meißner, Heliumverflüssigung ohne Vorkühlung mit flüssigem Wasserstoff. S. 261.

M. v. Laue, Bemerkungen zur Supraleitung. S. 274.

F. Borgnis, Messung der Dielektrizitätskonstanten und des Verlustfaktors dielektrischer Stoffe bei einer Wellenlänge von 14 cm mittels Hohlraumresonatoren. S. 284.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h 45^{min}$ für Juni 1942. S. 291.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1942. S. 292.

Besprechungen. S. 298.

Nachrichten. S. 300.

ABHANDLUNGEN

Heliumverflüssigung ohne Vorkühlung mit flüssigem Wasserstoff

Von W. Meißner

Mitteilung aus dem Laboratorium für technische Physik der Technischen Hochschule München

Einleitung

Helium wurde zum erstenmal von Kamerlingh-Onnes 1908 in Leiden nach dem Linde-Verfahren verflüssigt, d. h. unter Benutzung des Joule-Thomson-Effektes und des Gegenstromverfahrens. Um Abkühlung durch den Joule-Thomson-Effekt zu erhalten, muß dabei mit flüssigem Wasserstoff vorgekühlt werden, der unter vermindertem Druck siedet, so daß seine Temperatur 14–15° K beträgt. Heliumverflüssiger dieser Art befinden sich z. B. in Leiden, in Toronto und in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Berlin. Kleinere Mengen flüssigen Heliums stellt man heute an einigen Orten auch nach dem von Simon verbesserten und abgeänderten Cailletetschen Verfahren der einmaligen Entspannung bei Vorkühlung mit festem Wasserstoff von etwa 11° K her.

Eine Einrichtung, um Helium ohne Vorkühlung mit flüssigem oder festem Wasserstoff, allein unter Vorkühlung mit flüssiger Luft zu verflüssigen, wurde von Kapitza in Cambridge geschaffen[1]). Hierbei wird die Vorkühlung mit flüssigem Wasserstoff ersetzt durch Vorkühlung mit gasförmigem Helium, das in einer bei tiefer Temperatur arbeitenden Expansionsmaschine abgekühlt ist. Die Leistung der Expansionsmaschine wird nach außen durch die aus dem Verflüssiger herausgeführte Kolbenstange abgegeben, bei Kapitzas Anordnung dadurch, daß Wasser aus einer feinen Öffnung herausgedrückt und dadurch erwärmt wird. Unterhalb der tiefsten, von der Expansionsmaschine erzeugten Temperatur wird, wie bei der Verflüssigung nach Onnes, das Lindesche Verfahren benutzt. Beschränkt man sich auf Untersuchungen mit Hilfe von flüssigem Helium, so hat die Kapitzasche Methode den Vorteil, daß die durch das Arbeiten mit großen Mengen von Wasserstoff bedingte Explosionsgefahr fortfällt. In mechanischer Hinsicht ist andererseits das Linde-Onnessche Verfahren einfacher, da natürlich die bei tiefster Temperatur arbeitende Expansionsmaschine erhebliche Schwierigkeiten mit sich bringt.

Da auch von anderen Seiten Heliumverflüssiger nach Art des Kapitzaschen gewünscht wurden, wurde im Laboratorium für technische Physik in Zusammenarbeit mit der Linde-Gesellschaft eine Einrichtung zur Heliumverflüssigung ohne Vorkühlung mit flüssigem Wasserstoff geschaffen[2]). Hierbei wurde ein großer Teil der Berechnungen und mechanischen Arbeiten sowie der gesamte Zusammenbau des Verflüssigers und

1) P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. (A) **147**, 189, 1934.

2) Vgl. die vorläufigen Mitteilungen: Aus der Arbeit des Stifterverbandes der Deutschen Forschungsgemeinschaft (Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft), S. 29, 1939/38 (als Manuskript gedruckt); Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **21**, 12, 1940 (Vortragsauszug); Ber. d. Bayer. Akad. d. Wiss. S. 1*, 1940.

der Zubehörteile in dem Hochschulinstitut vorgenommen, während die erforderlichen Gegenströmer bei der Linde-Gesellschaft berechnet und angefertigt sind. Bei ihr wurde auch ein Teil der Zeichnungen hergestellt. Die schwierigen mechanischen Arbeiten in der Technischen Hochschule wurden zum größten Teil durch Mechanikermeister Singer und Mechaniker Burkhardt mit nie erlahmender Ausdauer durchgeführt. Die so entstandene Verflüssigungseinrichtung unterscheidet sich von der durch Kapitza beschriebenen sowohl grundsätzlich als auch in der Ausführung. Die grundsätzlichen Änderungen bestehen in folgendem: Kapitza läßt die Expansionsmaschine unter Leistung äußerer Arbeit zwischen 30 und 1 Atm. arbeiten und kühlt mit ihr bis auf 10° K ab. Er muß dann aber (wie wir sehen werden, wegen des Verlaufs der Inversionskurve des Joule-Thomson-Effekts) den Teil des Heliums, der nicht durch die Expansionsmaschine geht, sondern nur mit ihrer Hilfe vorgekühlt wird, bei etwa 23° K auf 17 Atm. entspannen, um bei 10° K durch Entspannung auf 1 Atm. Abkühlung durch den Joule-Thomson-Effekt zu erhalten. Dies ist unnötig kompliziert und außerdem ungünstig, da die Kälteleistung der Expansionsmaschine etwa proportional der in ihr erzielten Endtemperatur sinkt. Bei der neugeschaffenen Einrichtung wird daher mit der Expansionsmaschine, die wieder zwischen 30 und 1 Atm. arbeitet, nur auf etwa 14° K abgekühlt. Der andere, nicht durch die Expansionsmaschine gehende Teil des Heliums kann dann, genau wie bei der Heliumverflüssigung nach Linde-Onnes, bei 14° Vorkühltemperatur am warmen Ende des unterhalb der Expansionsmaschine angeordneten Gegenströmers direkt in dem an seinem kalten Ende befindlichen Drosselventil von 30 auf 1 Atm. entspannt werden, da bei 14° K 30 Atm. etwa der günstigste Druck zur Ausnutzung des Joule-Thomson-Effektes ist, wie wir noch sehen werden.

Die konstruktiven Abänderungen gegenüber Kapitzas Anordnung beziehen sich auf Anordnung und Ausführung der Gegenströmer, auf die Ausführung der Expansionsmaschine und ihrer Ventile und auf die Art der äußeren Arbeitsleistung. Die Arbeit wird durch die Kolbenstange auf eine unrunde Scheibe abgegeben, so daß wie bei Kapitza die Expansion rasch, das Ausstoßen des entspannten Heliums aus der Maschine langsam vor sich geht. Mit der unrunden Scheibe ist über ein Übersetzungsgetriebe eine Dynamomaschine verbunden, die beim Ingangsetzen der Expansionsmaschine auch als Motor verwendet wird. Ein- und Auslaßventil der Maschine werden von Nockenscheiben aus mit Hilfe einer Schubstange zwangsläufig gesteuert. Der Hub des Kolbens ist nicht zwangsläufig festgelegt, die Kolbenstange läuft nur so lange auf der unrunden Scheibe, bis der volle Entspannungshub erreicht ist, und wird von der unrunden Scheibe erst etwas später wieder zur Bewerkstelligung des Ausschubs des Heliums berührt. Dies ist wichtig, da der Endhub des Kolbens von Temperatur, Anfangsdruck und Füllung abhängt. Der Füllhub ist einstellbar gemacht.

Im folgenden ist auf die grundsätzlichen und praktischen Fragen sowie auf die Betriebsergebnisse näher eingegangen.

1. Theoretische Grundlagen

Bei der Heliumverflüssigung nach Kamerlingh-Onnes ist die Vorkühltemperatur am warmen Ende des untersten Gegenströmers dadurch gegeben, daß der flüssige Wasserstoff, damit er nicht erstarrt, nicht unter seine Tripelpunktstemperatur 14° K abgekühlt werden darf. Bei der Vorkühlung durch Heliumgas, das in einer Expansionsmaschine abgekühlt ist, kann man grundsätzlich die Vorkühltemperatur auch noch tiefer senken. Maßgebend für die Wahl der Vorkühltemperatur ist, wie schon in der Einleitung angedeutet, die Inversionskurve des differentialen Joule-Thomson-Effektes. Leider ist diese Kurve für Helium nicht genau bekannt. Nach Versuchen in Leiden beträgt der günstigste Anfangsdruck für die Drosselentspannung bei 14–15° Vorkühltemperatur etwa 40 Atm., nach eigenen früheren Messungen im Charlottenburger Kältelaboratorium bei 14–15° etwa 35 Atm., nach Angabe von Kapitza[3]) bei 10° K Vorkühltemperatur etwa 17 Atm. In Fig. 1 ist der danach wahrscheinliche Verlauf der Inversionskurve eingetragen. Als Ordinate ist der reduzierte Druck $p/p_k = \mathfrak{p}$ und für Helium der absolute Druck p in Atm. eingetragen, als Abszisse die der reduzierten Temperatur $T/T_k = \mathfrak{t}$ proportionale Größe $\Re\mathfrak{t}$ und für Helium die dazugehörige absolute Temperatur T. Dabei ist $\Re$ die reduzierte Gaskonstante $p_k/v_k T_k$, die für Helium mit $p_k = 2{,}26$ Atm. und $T_k = 5{,}25°$ K den Wert 3,14 hat. Die Kurve I bezieht sich auf normale Substanzen wie Stickstoff, Sauerstoff, die Kurve II wurde früher von mir für Wasserstoff ermittelt[4]). Der für Helium eingezeichnete Verlauf III der Inversionskurve ist insofern wahrscheinlich, als die Abweichung vom Verlauf der Inversionskurve I für normale Gase wegen der größeren Quanteneffekte noch stärker als bei

3) Kapitza, a. a. O., S. 196.
4) W. Meißner, Zeitschr. f. Phys. **18**, 12, 1923.

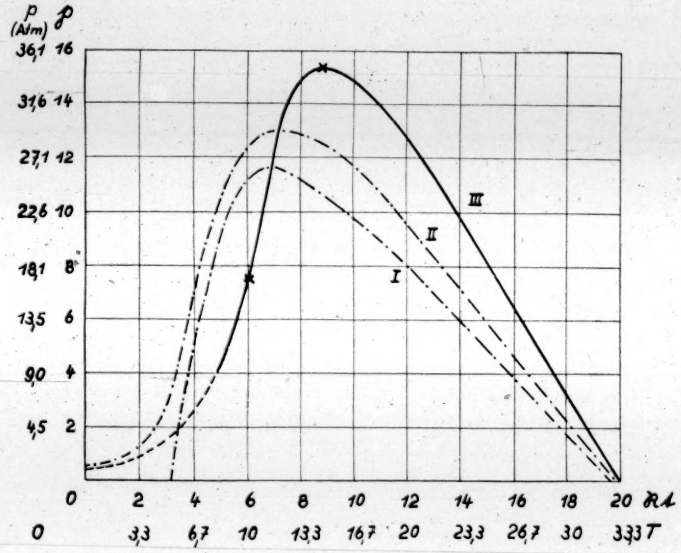

Fig. 1. Inversionskurve des differentialen Joule-Thomson-Effektes. I für normale Gase, II für Wasserstoff, III für Helium.

Wasserstoff sein wird und die Verschiebung des höchsten Punktes wie bei Wasserstoff zu höheren Temperaturen erfolgt. Es ist danach eine Vorkühltemperatur von etwa 14° offenbar am günstigsten. Nach den jetzt mit der neuen Verflüssigungseinrichtung vorgenommenen Versuchen scheint der günstigste Anfangsdruck noch etwas niedriger als 35 Atm., vielleicht 29 Atm. zu sein. Kühlt man wie Kapitza auf 10° K vor, so erhält man nach Fig. 1 bei Entspannung von 30 auf 17 Atm. Erwärmung und erst bei Entspannung von 17 auf 1 Atm. Abkühlung, bei Entspannung von 30 auf 17 Atm. daher insgesamt keine merkliche Abkühlung. Entspannt man wie Kapitza bei etwa 23° K von 30 auf 17 Atm., so ergibt sich nach Fig. 1 keine Temperaturänderung, so daß bei weiterer Entspannung von 17 auf 1 Atm. bei 10° K insgesamt Abkühlung entsteht. Einfacher und besser aber ist Entspannung von 30 oder 29 Atm. auf 1 Atm. bei 14° K.

Den nachfolgenden Rechnungen ist dementsprechend ein Anfangsdruck von 30 Atm. und eine Vorkühltemperatur von 14° K am warmen Ende des untersten Gegenströmers zugrunde gelegt.

Erwähnt werden mag hierbei noch folgendes:

Nach dem Zustandsdiagramm für Helium, das von Keesom und Houthoff[5]) berechnet wurde, ist ein Fig. 1 entsprechender Verlauf der Inversionskurve nicht vorhanden. Nach diesem Zustandsdiagramm verschwindet der differentiale Joule-Thomson-Effekt etwa bei 30 Atm. und 40° K (statt bei 30 Atm. und 14° K), bei 18 Atm. und 40° K (statt bei 18 Atm. und 23° K), bei 1 Atm. und 25° K (statt bei 1 Atm. und 33° K). Diese Abweichungen sind so groß, daß das Zustandsdiagramm unmöglich genau zutreffend sein kann. Trotzdem ist es für die Berechnungen auch im folgenden zugrunde gelegt, da genauere Diagramme für Helium nicht vorliegen.

In Fig. 2 sind die zur Aufstellung der Wärmebilanz erforderlichen Teile schematisch dargestellt. Die Bedeutung der einzelnen Teile ist aus der Unterschrift der Figur zu entnehmen. Die Ein- und Austrittsstellen der Hochdruckleitung in die einzelnen Teile sind mit ungestrichenen Zahlen, die der Niederdruckleitung mit gestrichenen Zahlen bzw. Buchstaben bezeichnet;

5) Commun. Leiden, Suppl. 65e, 1928.

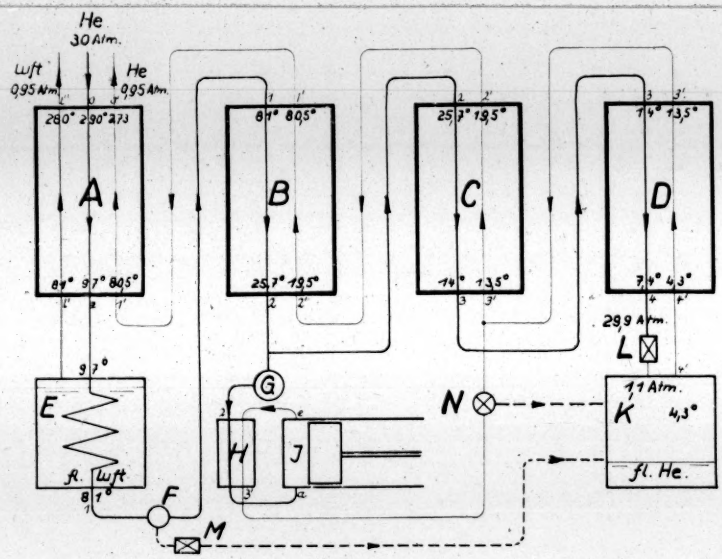

Fig. 2. Schema des Verflüssigers für Aufstellung der Energiebilanz. *A*, *B*, *C*, *D* Gegenströmer; *E* Gefäß mit flüssiger Luft; *F* Gefäß mit Adsorptionskohle; *G* Windkessel; *H* Masse der Expansionsmaschine; *J* Expansionsmaschine; *K* Gefäß für flüssiges Helium; *L* Expansionsventil; *M* und *N* Hilfsventile für Ingangsetzung der Anlage.

der Index l bezieht sich auf gasförmige Luft, der Index k auf kondensierte Luft, der Index f auf flüssiges Helium. Durch den Gegenströmer A strömt komprimiertes Helium und in entgegengesetzter Richtung entspanntes Helium und verdampfte Luft. Durch die Gegenströmer B, C, D strömt nur komprimiertes und entspanntes Helium. Hinter B verzweigt sich die Hochdruckleitung, so daß ein Teil des komprimierten Heliums durch die Vorkammer G und die Expansionsmaschine J, zu der die Speichermasse H gehört, fließt, während der andere Teil des komprimierten Heliums direkt zum Gegenströmer C strömt. Dieser Teil wird im Expansionsventil L entspannt, wobei im Beharrungszustand ein Teil verflüssigt wird und der Rest durch die Gegenströmer zurückströmt. Es sind für die Berechnung außer den schon angegebenen Indizes folgende Bezeichnungen benutzt:

p = Druck in Atm.,
T = Temperatur in ° K,
$v = 1/\varrho$ = spezifisches Volumen in dm^3/kg,
$i = u + pv$ = spezifische Enthalpie in kcal/kg,
$\varkappa = c_p/c_v$ = Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und konstantem Volumen,
r = Verdampfungswärme des Heliums in kcal/kg,
r_l = Verdampfungswärme der Luft in kcal/kg,
ϑ = Verbrauch an flüssiger Luft in kg für 1 kg in A eintretendes Helium,
ζ = Bruchteil des Heliums, der durch die Expansionsmaschine strömt,
ε = verflüssigter Bruchteil des in A eintretenden Heliums,
μ = verflüssigter Bruchteil des in D eintretenden Heliums.

Wendet man das Energieprinzip auf den Gegenströmer A und auf das Vorkühlgefäß E an, so erhält man für den Beharrungszustand die folgenden beiden Gleichungen:

$$i_0 - i_z + (1-\varepsilon)(i_1' - i_0') + \vartheta(i_l' - i_l'') = 0 \qquad (1)$$

$$i_z - i_1 + \vartheta(i_k - i_l') = i_z - i_1 - \vartheta r_l = 0 \qquad (2)$$

Die Anwendung des Energieprinzips auf die gesamten zwischen B und K liegenden Teile ergibt

$$i_1 - (1-\varepsilon)i_1' - \zeta a = \varepsilon i_f\,; \quad i_f = i_4' - r\,. \qquad (3)$$

Die Arbeitsleistung der Expansionsmaschine je kg des in sie eintretenden Heliums wäre für

den idealen Grenzfall, daß das Helium sich wie ein ideales Gas verhielte und die Entspannung völlig isentropisch verliefe, gegeben durch

$$a_{id} = p'_3 v'_3 \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\left[\left(\frac{p_2}{p'_3}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} - 1\right]. \qquad (4)$$

In Wirklichkeit beträgt die Arbeitsleistung nur einen gewissen Bruchteil η_i hiervon. Der Wirkungsgrad η ist außer durch andere Umstände, auf die weiter unten noch näher eingegangen wird, auch dadurch bedingt, daß das Helium in den Expansionszylinder nicht mit der Temperatur T_2, sondern wegen der Abkühlung an der gesamten Masse des Zylinders usw. mit der Temperatur T_a eintritt und daß das entspannte Helium aus der Speichermasse nicht mit der Endtemperatur nach der Expansion T_e, sondern mit einer höheren, T'_3, austritt. Andererseits ist die gesamte Arbeitsleistung a je kg des in die Expansionsmaschine eintretenden Heliums gegeben durch die Enthalpiedifferenz $i_2 - i'_3$. Man erhält also

$$a = \eta a_{id} \qquad (4a)$$

$$a = i_2 - i'_3. \qquad (4b)$$

Je kg des in A eintretenden Heliums wird nach außen abgegeben die Arbeit:

$$a_1 = \zeta a = \zeta \eta a_{id}. \qquad (4c)$$

Durch entsprechende Anwendung des Energieprinzips auf die anderen zwischen B und K liegenden Teile erhält man weiter:

$$i_1 - i_2 + (1 - \varepsilon)(i'_2 - i'_1) = 0. \qquad (5)$$

$$\mu(1-\zeta) i_f = \varepsilon i_f;\ \mu = \varepsilon/(1-\zeta). \qquad (6)$$

$$(1-\zeta) i_3 - (1-\zeta)(1-\mu) i'_3 = (1-\zeta)\mu i_f$$

$$\zeta = 1 - \varepsilon (i'_3 - i_f)/(i'_3 - i_3) \qquad (7)$$

$$i_3 - i_4 = [1 - \varepsilon/(1-\zeta)](i'_4 - i'_3) \qquad (8)$$

Zur Kontrolle der Rechnung kann man noch die überzählige Gleichung

$$(i_2 - i'_3)(1-\zeta) + (i'_3 - i'_2)(1-\varepsilon) = 0 \qquad (9)$$

verwenden.

Da man den Wert von ε den experimentellen Ergebnissen, die anderen in Gleichung (7) vorkommenden Größen dem Zustandsdiagramm des Heliums entnehmen kann, erhält man aus Gleichung (7) zunächst den Wert von ζ. Setzt man Gleichung (4a) in Gleichung (3) ein, so erhält man weiter als Bestimmungsgleichung für η_i

$$\eta \zeta a_{id} = \varepsilon (i'_1 - i_f) + (i_1 - i'_1). \qquad (10)$$

Beim Entwurf des Apparates wurde umgekehrt, da ja damals der Wert von ε noch nicht bekannt war, für η_i ein geschätzter Wert angenommen und damit ε berechnet.

Kennt man auf die eine oder andere Weise ε, so kann man aus Gleichung (1) und (2) die darin unbekannten Größen i_2 und ϑ sowie weiter aus dem Zustandsdiagramm auch T_2 ermitteln.

Aus Gleichung (4b) erhält man dann weiter den Wert von i_2, aus Gleichung (5) den von i'_2, aus Gleichung (6) den Wert von μ und aus Gleichung (8) den Wert von i_4. Aus dem Zustandsdiagramm ergeben sich bei Berücksichtigung der Drucke die zu den i-Werten gehörigen Temperaturen.

Der numerischen Berechnung zugrunde gelegt werde entsprechend dem weiter oben dargelegten die Vorkühltemperatur $T_3 = 14° K$. Am warmen Ende der Gegenströmer A, B und C wurde bei der Berechnung derselben zwischen ein- und austretendem Helium eine Temperaturdifferenz von 0,5° zugelassen, am warmen Ende von A eine solche von 17° und zwischen eintretendem Helium und austretender Luft eine Temperaturdifferenz von 10°. Als Druckabfall in der gesamten Hochdruckleitung wurde 0,1, in der gesamten Niederdruckleitung 0,15 Atm. zugrunde gelegt. Dann ist der Druck im Gefäß mit flüssigem Helium bei dem Münchener Luftdruck etwa 1,1 Atm. Unter diesen Festsetzungen sind die gegebenen Größen die folgenden:

$p_0 = 30$ Atm.	$T_0 = 290° K$	$T'_1 = 80{,}5° K$
$p'_0 = 0{,}95$ Atm.	$T'_0 = 273° K$	$T_3 = 14{,}0° K$
$p_4 = 29{,}9$ Atm.	$T''_l = 280° K$	$T'_3 = 13{,}5° K$
$p'_4 = 1{,}1$ Atm.	$T'_l = T_1 = 81° K$	$T'_4 = 4{,}3° K$.

Diese Werte sind in Fig. 2 eingetragen.

Vom Kompressor werden angesaugt und komprimiert 33,3 m³/h = 5,35 kg/h (beim Münchener Luftdruck und 15° C). Die beste, aus dem Fallen des Gasometers erschlossene Ausbeute an flüssigem Helium betrug bis jetzt 2,78 l/h = 0,342 kg/h. Demnach ist der günstigste erzielte Verflüssigungsgrad $\varepsilon = \frac{0{,}342}{5{,}35} = 0{,}064$.

Allerdings ist dabei folgendes zu beachten: Bei Stillstand der Verflüssigungseinrichtung verdampfen im metallenen Gefäß für flüssiges Helium etwa 0,6 l/h zufolge von Wärmezufuhr. Beim Lauf der Anlage wird aber von dieser zugeführten Wärme nur ein kleiner Teil dem flüssigen Helium, der größere den verschiedenen Stellen der Gegenströmer und in ihnen dem strömenden Gas zugeführt. Sie bewirkt dadurch z. B. eine Verschlechterung des Wirkungsgrades der Gegenströmer; ihr Einfluß ist im einzelnen aber schwer zu übersehen. Deshalb wurde von einer Korrektion des Wertes von ε wegen der Wärmezufuhr abgesehen.

Mit $\varepsilon = 0{,}064$ und den oben angegebenen Druck- und Temperaturwerten ergeben sich aus Gleichung (1) und (2) sowie weiter aus dem Leidener Zustandsdiagramm für Helium zunächst folgende Werte:

$$\vartheta = 0{,}41;\ i_e = 123{,}5 \text{ kcal/kg } He;\ T_e = 97^\circ K.$$

Als Verbrauch an flüssiger Luft ergibt sich danach rechnerisch:

$$0{,}41 \cdot 5{,}35 = 2{,}2 \text{ kg flüssige Luft/h.}$$

Weiter ergibt sich

aus Gleichung (7): $\xi = 0{,}614$;
aus Gleichung (6): $\mu = 0{,}166$;
aus Gleichung (3): $a = 13{,}9$ kcal/kg He;
aus Gleichung (4): $a_{iA} = 45{,}5$ kcal/kg He;
aus Gleichung (4a): $\eta = 0{,}31$;
aus Gleichung (4c): $a_1 = 8{,}55$ kcal/kg He
$= 12{,}7$ cal/s $= 53$ Watt;
aus Gleichung (4b): $i_2 = 32{,}1$ kcal/kg He;
$T_2 = 25{,}75^\circ K$;
aus Gleichung (5): $i_2' = 25{,}1$ kcal/kg He;
$T_2' = 19{,}5^\circ K$;
aus Gleichung (8): $i_4 = 4{,}9$ kcal/kg He;
$T_4 = 7{,}4^\circ K$.

Die so gewonnenen Temperaturen sind ebenso wie die weiter oben festgesetzten Temperaturen in Fig. 2 eingetragen. Sie bilden zusammen mit den in den einzelnen Gegenströmern zugelassenen Druckabfällen und den durch sie gehenden Gasmengen die Grundlagen für die Berechnung der Gegenströmer, die bei der Linde-Gesellschaft vorgenommen wurde.

Der verhältnismäßig niedrige Wert 0,31 von η (bei der Expansionsmaschine von Heylandt für Luftverflüssigung werden thermodynamische Wirkungsgrade von etwa 0,7 erreicht) hat außer der nicht sehr großen Abweichung des Heliums vom idealen Gaszustand folgende Ursachen:

1. Abkühlung des in die Maschine eintretenden und Erwärmung des aus ihr austretenden Heliums durch die Masse der Maschine.
2. Nicht adiabatische Expansion.
3. Turbulenz und daher nicht voller Druck auf den Kolben.
4. Verlust der Arbeit $p_1 V_t$ je Kolbenhub durch den toten Raum V_t.
5. Verlust an Druckhelium durch den Spalt zwischen Kolben und Zylinder und am Ventilstößel.
6. Drosselung des Druckes durch das Einlaßventil und Druckerhöhung beim Ausstoßen des Heliums.
7. Erwärmung des ausgestoßenen Heliums durch Wärmeleitung und Konvektion.

Von diesen schädlichen Einflüssen ist bei der vorliegenden Maschine vor allem der zuerst aufgeführte viel größer als bei der Heylandtschen Maschine, da er bei den sehr tiefen Temperaturen und der kleinen Maschine prozentual viel mehr ausmacht als bei hohen Temperaturen und großen Maschinen.

In Fig. 2 sind noch zwei Ventile M und N eingezeichnet, von denen gestrichelt gezeichnete Leitungen zum Gefäß K für flüssiges Helium führen. Diese Ventile werden nur beim Anlaufen der Anlage zum raschen Abkühlen aller Teile benutzt. Durch Öffnen von M kann Helium von der Temperatur der flüssigen Luft unter Umgehung der Gegenströmer B bis D in K eingeleitet werden. Durch das nur rückwärts von K durch D, C und B strömende kalte Helium werden diese Gegenströmer rasch auf die Temperatur der flüssigen Luft gebracht. Schließt man dann M und stellt N so ein, daß das Helium von N statt nach C nach K strömt, so wird beim Lauf der Expansionsmaschine I Helium, dessen Temperatur allmählich bis auf $14^\circ K$ sinkt, von K aus nur in einer Richtung (ohne Gegenstrom) durch D, C und B geleitet, so daß K, D und C rasch unter die Temperatur der flüssigen Luft abgekühlt werden, bis überall die dem Beharrungszustand der Anlage etwa entsprechenden Temperaturen herrschen, worauf N auf C umgeschaltet wird und nach Öffnen des Ventils L bald die Verflüssigung beginnt. – Zur Beschleunigung der Abkühlung kann man auch schon, während M geöffnet ist, die Expansionsmaschine laufen lassen. – Ohne die Benutzung der Ventile M und N dauert die Abkühlung der Gegenströmer D und C auch beim Laufen der Expansionsmaschine sehr lange. Bei guter Ausführung der Gegenströmer hat das austretende Gas fast genau die Temperatur des eintretenden Gases, so daß keine Kälte an die Gegenströmer abgegeben wird und die Temperatur an den unteren Enden derselben ständig hoch bleibt. Der Joule-Thomson-Effekt wirkt sogar anfänglich erwärmend und ist auch nach Unterschreiten der Inversionstemperatur zunächst sehr klein.

2. Ausführung der Verflüssigungseinrichtung

Fig. 3 gibt eine schematische, jedoch etwa maßstäbliche Darstellung des Verflüssigers selbst. Die vier Gegenströmer sind, wie in Fig. 2, mit A, B, C und D bezeichnet. Sie sind zusammen mit den übrigen Teilen des Verflüssigers in einen Stahlmantel a eingebaut. Der untere Teil desselben ist mit dem oberen durch einen weich aufgelöteten Blechstreifen b verbunden. Außerdem ist, ebenfalls durch weiche Lötung verbunden, der mittlere Deckel f herausnehmbar. In ihm ist abschraubbar ein kleinerer Deckel f_1

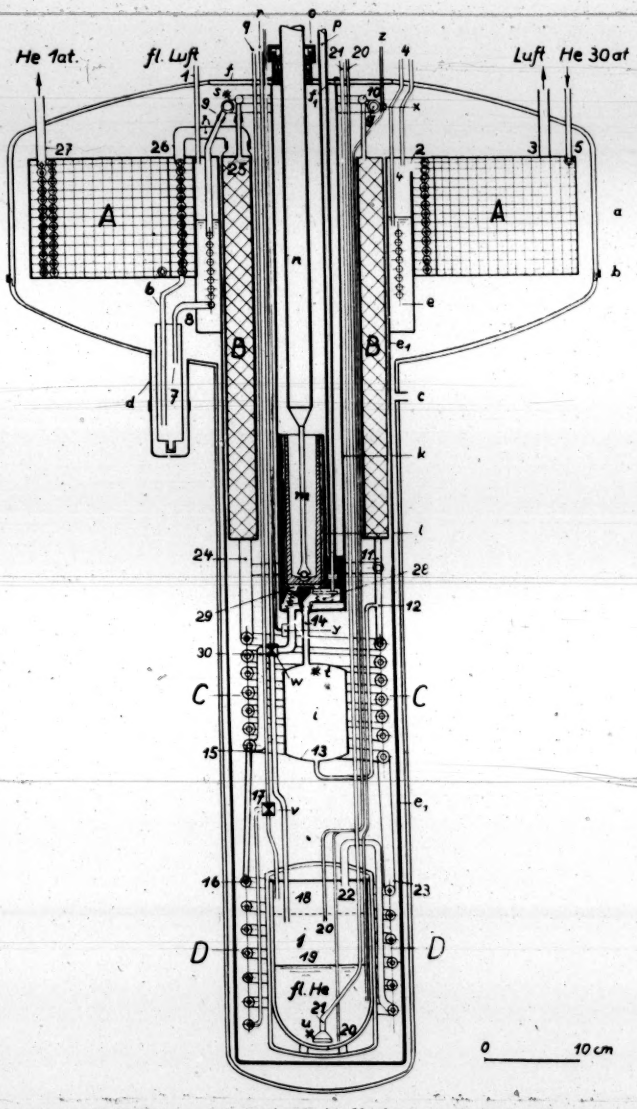

Fig. 3. Schematischer maßstäblicher Schnitt durch den Verflüssiger. *A*, *B*, *C*, *D* Gegenströmer; *a* Stahlmantel; *b* Lötstreifen zur Verbindung des oberen und unteren Teils von *a*; *c* Anschluß zur Vakuumpumpe; *d* Ansatz für Ölabscheider; *e* Gefäß für flüssige Luft; e_1 innere Wandung von *e* und Kupfermäntel als Strahlungsschutz; *f* ablötbarer Deckel; f_1 abschraubbarer Deckel; *g* Rohr mit Adsorptionskohle; *h* Verbindungsrohr zwischen *A* und *B*; *i* Windkessel; *j* Gefäß für flüssiges Helium; *k* Umhüllungsrohr für die Expansionsmaschine; *l* Zylinder; *m* Kolben der Expansionsmaschine; *n* Kolbenstange; *o* Stopfbuchse; *p* Schubstange; *q*, *r* Ventilstangen; *s*, *t*, *u* Thermoelemente; *v* Expansionsventil; *w*, *x* Nebenventile; *y* Wasserstoffdampfdruckthermometer; *z* Ventilstange.

befestigt. Der untere Teil von a hat noch einen mit einer ablötbaren Kappe versehenen Ansatz d, in den ein Ölabscheider hineinragt. Der Stahlmantel a kann durch eine bei c angeschlossene Leitung hoch evakuiert werden. Um die Wärmeleitung genügend herabzudrücken, muß der Druck wenigstens bis auf 10^{-4} Torr gesenkt werden. Der Gegenströmer A, der zwischen der Temperatur der flüssigen Luft und Zimmertemperatur wirksam ist und, wie schon bei der Erläuterung von Fig. 2 dargelegt, von komprimiertem Helium, entspanntem Helium und Luftdämpfen durchströmt wird, ist ähnlich gebaut wie der im gleichen Temperaturintervall wirksame Gegenströmer des Wasserverflüssigers, der von mir im Kältelaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt aufgestellt wurde[6]). Der Gegenströmer A besteht danach aus inneren Rohren, durch die verdichtetes Helium hinströmt, und äußeren Rohren, durch die entspanntes Helium zurückströmt. Die äußeren Rohre sind dort, wo sie einander berühren, durch Weichlot verbunden, so daß sie von oben gesehen eine spiralförmig verlaufende Wand bilden. Zwischen den Windungen dieser Spirale strömt die verdampfte Luft. Schwierigkeiten bereitete zunächst bei den erheblichen Dimensionen des Gegenströmers die untere und obere Abdeckung desselben, die wegen der auftretenden Wärmespannungen stark beansprucht wird. Sie wurde schließlich aus wellblechartigen Streifen hergestellt, die spiralförmig auf die Niederdruckrohre aufgelötet sind. Diese Streifen mußten, da zur Zeit der Ausführung brauchbares Neusilberblech nicht zu erhalten war, aus Kupferblech hergestellt werden. Infolge der erheblichen Wärmeleitung desselben ist die am warmen Ende des Gegenströmers ausströmende Luft etwas kälter als nach der bei der Linde-Gesellschaft durchgeführten Berechnung des Gegenströmers zu erwarten war, so daß das die Luft herausleitende Rohr bereift. Hierdurch erklärt sich auch, daß der Verbrauch an flüssiger Luft etwa 3 l/h, statt wie berechnet, 2,2 l/h beträgt. Die senkrecht aufeinanderliegenden Niederdruckrohre und Hochdruckrohre sind in Sammelrohren zusammengefaßt. An die innere Wandung von A ist direkt das Gefäß e für flüssige Luft angeschlossen. Die innere Wandung e_1 desselben ist nach unten verlängert und unten mit einem Boden versehen, so daß sie die gesamte sonstige Apparatur umgibt. Durch Wärmeleitung hat beim Betrieb dieser Mantel e_1 die Temperatur der flüssigen Luft, wodurch die Wärmezustrahlung zu den kälteren, im Innern von e_1 liegenden Teilen stark herabgesetzt wird. In den abschraubbaren Deckel f_1 ist ein Neusilberrohr k von 0,25 mm Wandstärke eingelötet, in dessen starkem Boden der Zylinder l der Expansionsmaschine mit Kolben m befestigt ist. Die Kolbenstange n derselben führt durch die Stopfbuchse o nach außen. Die letztere ist mit einer in der Mitte zwischen zwei Lederpackungen liegenden Laterne versehen, die mit Fett von geringem Dampfdruck gefüllt ist, das ständig von einer seitlich angebrachten Fettbuchse her durch Federkraft nachgedrückt wird. Hierdurch wird erreicht, daß beim Evakuieren des Apparates nicht Luft, sondern höchstens Spuren des Fettes angesaugt werden können. Die durch den Deckel f_1 führende Schubstange p ist mit einer ähnlichen, nicht gezeichneten Stopfbuchse wie n versehen. Zwischen die in der flüssigen Luft liegenden Windungen der Hochdruckleitung und den Gegenströmer B ist zur Beseitigung von Luftresten das mit Adsorptionskohle gefüllte Rohr g eingeschaltet. Vor dem Eintritt in die Expansionsmaschine geht das hochgespannte Helium durch den Windkessel i; das flüssige Helium sammelt sich in dem am unteren Ende des Stahlmantels befindlichen Gefäß j. Das Hauptexpansionsventil v mit Ventilstange q liegt dicht über diesem Gefäß; das Ventil x mit Ventilstange z gestattet von dem Kohlerohr g aus Helium direkt in das Gefäß mit flüssigem Helium zu leiten. In ähnlicher Weise kann mit Hilfe des Ventils w mit Ventilstange r Helium, das mit der Expansionsmaschine abgekühlt ist, direkt in j geleitet werden. Um die Temperatur des durch die Expansionsmaschine abgekühlten Heliums genau messen zu können, ist an dem aus dem Boden des Neusilberrohres k führenden Rohr für das entspannte Helium das Gefäß y eines Wasserstoff-Dampfdruckthermometers angebracht, dessen Kapillare nach oben durch den Deckel f herausgeführt ist. An den mit s, t, u bezeichneten Stellen sind Thermoelemente aus Manganin-Konstantan-Drähten angebracht, um die Temperatur des Kohlerohres, des Heliums vor dem Eintritt in die Expansionsmaschine sowie diejenige im Gefäß j für flüssiges Helium messen zu können. Bei den Vorversuchen mit dem Apparat waren noch eine größere Zahl anderer Thermoelemente eingebaut, um die Temperatur an den Enden der verschiedenen Gegenströmer zu bestimmen. Der Gegenströmer B ist ähnlich konstruiert wie der zwischen der Temperatur der flüssigen Luft und der des flüssigen Wasserstoffes liegende Gegenströmer[7]) des schon erwähnten, in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt von mir aufgestellten Wasserstoffverflüssigers. Die Gegenströmer C

6) Zeitschr. VDI. **76**, 580, 1932.

7) W. Meißner, a. a. O., S. 581 (Gegenströmer f) 1932.

und D sind Gegenströmer der ursprünglichen Form nach Linde, wie sie auch in der Abbildung dargestellt ist, nur sind durch die Niederdruckleitung mehrere parallel geschaltete Hochdruckrohre, nicht wie gezeichnet ein einzelnes Rohr geführt. Zur völligen Beseitigung von Ölspuren in der Expansionsmaschine erwies es sich als notwendig, den in d hereinragenden Ölabscheider und auch noch die im Gefäß e für flüssige Luft liegenden Windungen der Hochdruckleitung mit Raschig-Ringen zu füllen.

Zylinder und Kolben der Expansionsmaschine sind aus Caro-Bronze hergestellt, die sehr wenig zum Fressen neigt. Der Spalt zwischen Zylinder und Kolben beträgt nur wenige μ. Macht man, wie Kapitza, Kolben und Zylinder aus verschiedenem Material, so ändert sich der Spalt bei der Abkühlung. Die Ventile der Maschine sind Plattenventile, das Einlaßventil wird durch Abwärtsbewegung der Schubstange p vermittels einer Nockenscheibe betätigt. Das Auslaßventil wird durch Drehung derselben Schubstange p durch eine Nockenscheibe geöffnet. Die Expansionsmaschine ist in den Boden von k mit einem Konus eingesetzt, der durch zwei Schrauben angezogen wird. Sie kann nach Abschrauben des mit Paraffinpapier abgedichteten Deckels f_1 leicht herausgenommen werden. Das entspannte Helium tritt durch das Auslaßventil in das Neusilberrohr k und verläßt dasselbe durch die in seinem Boden angebrachte Leitung. In den Deckel f ist ein kleinerer, leicht auslötbarer Deckel eingefügt. Nach Herausnehmen desselben können die in dem Rohr h und bei 9 angedeuteten Lötverbindungen der Niederdruck- und Hochdruckleitung gelöst werden, und es kann dann mit f der gesamte innerhalb des Kupfermantels e_1 liegende Teil herausgezogen werden. Alle Einzelteile sind dann leicht zugänglich. Um A auszubauen, was aber kaum jemals nötig ist, muß der untere Teil des Stahlmantels a abgelötet werden.

Den in Teil 1 angegebenen Gründen für einen niedrigen Wirkungsgrad der Expansionsmaschine wurde nach Möglichkeit in folgender Weise entgegengewirkt:

Die Durchtrittsstelle des Hochdruckrohres durch den Boden des Neusilberrohres k und die kleine, vor dem Einlaßventil liegende Kammer wurden mit Hartgummi ausgekleidet, um die Abkühlung des Druckheliums vor der Expansion herabzusetzen. Die Expansion wurde durch geeignete Form der umfunden Scheibe, auf die die Kolbenstange wirkt, möglichst rasch im Verhältnis zum Ausschub des entspannten Heliums vorgenommen, um auch Wärmeaustausch während der Expansion möglichst zu vermeiden. Die Expansionsmaschine und der Boden von k müssen dann im Beharrungszustand günstigsten Falles im Mittel nahezu die Endtemperatur des Heliums nach der Expansion annehmen, so daß beim langsamen Ausschub des entspannten Heliums keine erhebliche Erwärmung desselben zu erwarten ist. Durch diese Maßnahmen wird auch dem Grund 2 entgegengewirkt. Die Ursache 3 bedarf einer besonderen Untersuchung, um ihre Bedeutung abschätzen zu können. Der tote Raum wurde durch geeignete Lage der Ventilplatten möglichst klein gemacht. Der trotzdem übrigbleibende Arbeitsverlust beträgt rechnerisch etwa 5 Proz. der gesamten Arbeitsleistung a_1. Der Verlust an Druckhelium durch den Spalt zwischen Kolben und Zylinder wurde durch besondere Versuche bei Zimmertemperatur und Umrechnung des Ergebnisses auf tiefe Temperatur unter Berücksichtigung der Zähigkeitsänderung ermittelt und beträgt danach nur etwa 5 Proz. Der Drosselung bzw. Erhöhung des Druckes durch Einlaß- bzw. Auslaßventil wurde durch großen Ventilhub entgegengewirkt. Sie dürfte bei dem langsamen Lauf der Maschine (etwa 80 U/min) und der geringen Zähigkeit des Heliums nicht groß sein. — Das ausgestoßene Helium tritt in das Neusilberrohr k und kann sich mit dem wärmeren Helium im oberen Teil des Rohres vermengen. Deshalb wurde der Inhalt des Rohres k durch eine Filzscheibe unterteilt, durch die Kolben- und Schubstange hindurchgleiten.

Im Beharrungszustand des Verflüssigers ist der Arbeitsvorgang folgender: Die flüssige Luft wird bei 1 zugeführt, der Dampf tritt bei 2 in den Gegenströmer A ein und verläßt ihn bei 3. Der Stand der flüssigen Luft wird mit einem Hampsonmeter, dessen beide Rohre 4 in den Dampfraum bzw. in die flüssige Luft hineinführen, angezeigt. Das komprimierte Helium von 30 Atm. tritt bei 5 in A ein, bei 6 in den Ölabscheider, bei 7 aus ihm aus, bei 8 in die in flüssiger Luft liegenden Rohrwindungen, bei 9 in das mit Adsorptionskohle gefüllte Rohr g, in dem die letzten Spuren von Luft beseitigt werden, bei 10 in das Sammelrohr des Gegenströmers B und bei 11 aus diesem heraus. Bei 12 verzweigt sich die Hochdruckleitung, der größere Teil des hochgespannten Heliums tritt bei 13 in den Windkessel i ein und bei 14 in die Vorkammer des Einlaßventils der Expansionsmaschine. Das in der Expansionsmaschine entspannte Helium tritt bei 15 in das kalte Ende von C ein, der andere Teil des sich bei 12 verzweigenden hochgespannten Heliums durchläuft C, tritt bei 16 in D ein, durchläuft diesen und tritt sodann bei 17 in das Expansionsventil v ein. Das entstehende Flüssigkeitsdampfgemisch wird bei 18 in einem mit Raschig-Ringen gefüllten Flüssigkeitsabscheider getrennt, das flüssige Helium sammelt sich bei

19 an. Der Stand des flüssigen Heliums wird mit einem Hampsonmeter festgestellt, dessen Rohre 20 in den Gasraum bzw. in das flüssige Helium hineinreichen und durch den Deckel *f* hinausgeführt sind. Der gasförmig verbliebene Teil des Heliums tritt bei 22 in eine zum unteren Ende von *D* führende Leitung ein, bei 23 aus *D* aus und durchströmt den Gegenströmer *C*. Bei 24 tritt es in den Gegenströmer *B* ein, verläßt ihn bei 25, strömt durch *h* zum Gegenströmer *A*, in den es bei 26 eintritt und den es bei 27 verläßt. Das in der Expansionsmaschine entspannte Helium tritt, wie schon gesagt, bei 15 in den Gegenströmer *C* ein und durchströmt dann weiter wie der aus dem Gefäß für flüssiges Helium kommende Teil des Heliums die Gegenströmer *C*, *B*, *A*. Das flüssige Helium kann durch einen Heber, in den es bei 21 eintritt, aus dem Apparat herausgeleitet werden. Das Heberrohr 21 führt zu einem Vakuummantelventil, wie es schon früher von mir beschrieben wurde[8]). Von diesem Ventil führt ein weiterer Heber in den Versuchsapparat oder die Vorratsflasche für flüssiges Helium.

Zum Ingangsetzen des Verflüssigers wird vor dem Einlassen von Helium das Gefäß *e* mit flüssiger Luft gefüllt und dann durch leichtes Öffnen des Ventils *x* durch die flüssige Luft abgekühltes Helium in das Gefäß *j* für flüssiges Helium direkt eingeleitet. Gleichzeitig wird die Expansionsmaschine in Gang gesetzt. Sobald im Gefäß *j* für flüssiges Helium die Temperatur der flüssigen Luft nahezu erreicht ist, was mit dem Thermoelement *u* beobachtet wird, wird *x* geschlossen und *w* so gestellt, daß das in der Expansionsmaschine abgekühlte Helium nicht an das untere Ende von *C*, sondern direkt in das Gefäß *j* einströmt. So wird durch die Kühlung der Expansionsmaschine allmählich in *j* und schließlich am oberen Ende von *D* die Vorkühltemperatur 14° erreicht. Nunmehr wird *w* wieder auf *C* geschaltet und das Expansionsventil *v* unter geeigneter Nachregulierung des Ganges der Expansionsmaschine ein wenig geöffnet. An dem Wasserstoff-Dampfdruckthermometer *y* wird die Temperatur des in der Maschine expandierten Heliums beobachtet und das Ventil *v*, sowie die Tourenzahl der Expansionsmaschine so reguliert, daß der Hochdruck konstant 30 Atm. und die Vorkühltemperatur konstant 14° K beträgt. Natürlich muß nach Bedarf flüssige Luft in *e* nachgefüllt werden.

Das Abhebern des flüssigen Heliums kann erfolgen, ohne daß der Lauf der Expansionsmaschine unterbrochen wird. Um das Gefäß für das abgeheberte flüssige Helium vorzukühlen, kann man schon beim Inbetriebsetzen der Anlage durch den Heber für flüssiges Helium bei etwas geöffnetem Abfüllventil etwa 1 Stunde lang gasförmiges Helium von der Temperatur der flüssigen Luft einleiten; dieses Helium wird wieder zum Gasometer zurückgeleitet. Hat das Gefäß für abgehebertes flüssiges Helium zufolge dieser Maßnahme vor dem ersten Abhebern des flüssigen Heliums die Temperatur der flüssigen Luft, so hat man schon nach dem ersten Abhebern in dem Versuchsgefäß oder der Vorratsflasche flüssiges Helium. Es wird zum Abkühlen dieser Gefäße bis auf 4,2° K je nach den eingebauten Apparaten nur etwa $^1/_4$—$^1/_2$ l flüssiges Helium verbraucht. Der Umstand, daß man keinen flüssigen Wasserstoff zur Vorkühlung der Gefäße hat, ist also nicht bedeutungsvoll.

In Fig. 4 ist die gesamte Verflüssigungsanlage einschließlich Vakuumpumpen und Vorrichtungen zum Reinigen des Heliums schematisch dargestellt. Die Bedeutung der einzelnen Teile ist aus der Unterschrift der Figur zu ersehen. Im folgenden ist für verschiedene Fälle der Betrieb der Anlage angegeben.

a) Heliumverflüssigung. In der Regel wird am Schluß einer Verflüssigung das Helium aus dem Verflüssiger *a* und Versuchsgefäß *c* gepumpt, damit Luft, die im Adsorptionskohlerohr ausgeschieden oder an anderen Stellen ausgefroren ist, sich nicht wieder mit dem Helium vermengt. Zu Beginn einer Verflüssigung sind daher *a* und *c* in der Regel mit Luft gefüllt und müssen evakuiert werden. Hierbei 1, 2, 14, 17, 23, 21, 48 geschlossen, n_2 anlassen, 20 öffnen, n_4 anlassen, 16 öffnen, 15 und 13 langsam öffnen, 22 langsam öffnen. Im Verflüssiger Expansionsventil und Ventile der Expansionsmaschine öffnen, 12 öffnen. Während des Evakuierens Adsorptionskohlerohr im Verflüssiger mit Heizwicklung auf etwa 120° 1 Stunde lang heizen. Nach dem Heizen so lange pumpen, bis Mc Leod o_2 mindestens bis auf 0,01 Torr gesunken ist. 12, 15, 22, 16, 20 schließen, Pumpen abstellen. Schon vor dem Auspumpen des Verflüssigers kann der Stahlmantel *b* evakuiert werden. Hierzu zunächst 41 und 43 geschlossen. Durch 40 und 23 *b* zunächst bis 0,01 Torr evakuiert. Dann 23 schließen. Pumpe n_1 einschalten, 45 öffnen, Diffusionspumpe *l* einschalten. Sobald Mc Leod o_1 einen Druck unter 10^{-5} Torr anzeigt, 42 schließen, 41 öffnen, 43 öffnen, später 45 schließen, n_1 ausschalten. Der mit o_1 abzulesende Druck in *b* muß wenigstens bis auf 10^{-4} Torr heruntergehen. Vor dem Einlassen von Helium in *a* flüssige Luft einfüllen. 3 öffnen, 1 langsam öffnen, nach Druckausgleich 2 öffnen, 1 schließen, Expansionsventil in *a* schließen, Ventile der Maschine schließen. 15, 17 und 6

8) W. Meißner, M. Polanyi und E. Schmid, Zeitschr. f. Phys. **66**, 484, 1930.

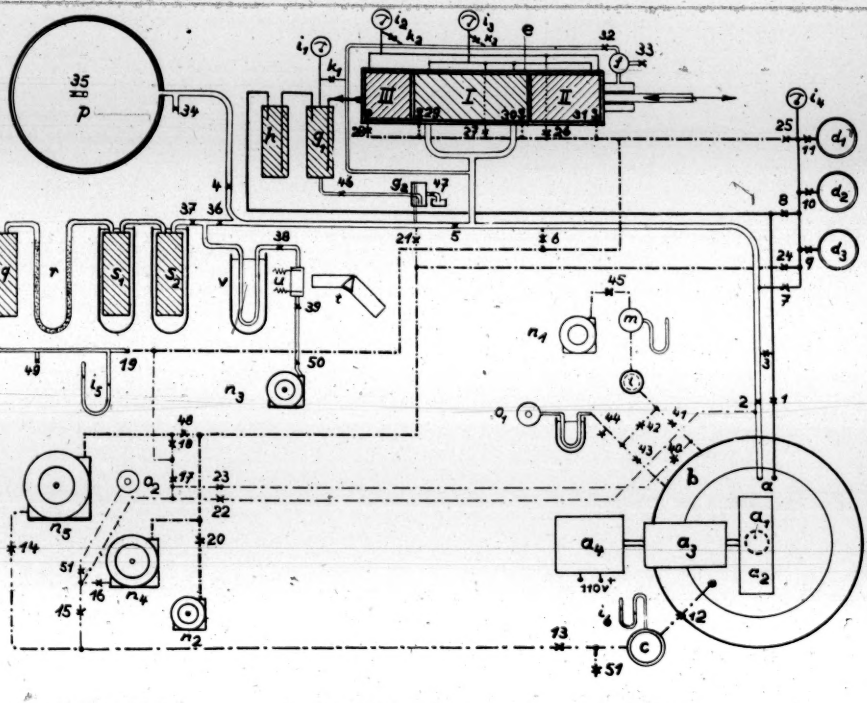

Fig. 4. Schema der gesamten Verflüssigungsanlage. a Verflüssiger; a_1 Kolbenstange; a_2 unrunde Scheibe; a_3 Übersetzungsgetriebe; a_4 Nebenschlußmaschine; b Stahlmantel; c Gefäß für abgehebertes Helium; d Flaschen mit komprimiertem Helium; e Kompressor mit Stufen I, II, III; f Ölgefäß für Laterne der Kolbenstangenstopfbuchse, g_1 Hochdruck-, g_2 Niederdruckölabscheider; h Trockenflasche; i_1 bis i_6 Manometer; k_1 bis k_3 Sicherheitsventile; l Diffusionspumpe; m Vorvakuumgefäß; n_1, n_2, n_3 Leyboldsche Kapselpumpen mit 33 l/min Saugleistung; n_4 Pfeiffersche Kammerölpumpe mit 100 l/min Saugleistung; n_5 Pfeiffersche Kammerölpumpe mit 5000 l/min Saugleistung; o_1, o_2 Mc Leod-Manometer; p Gasometer; q $CaCl_2$-Trockenrohr; r P_2O_5-Trockenrohr; s_1, s_2 Adsorptionskohlerohre; t Spektrometer; u Glimmlichtrohr; v U-Rohr in flüssiger Luft; 1 bis 51 Ventile mit unter Öl liegenden Stopfbuchsen oder Hähne.

öffnen (*13* offen). *9* öffnen, *7* wenig öffnen, bis Gasometer $^3/_4$ voll. Falls d_3 entleert, *9* schließen, *10* öffnen. Vor Anlassen des Kompressors 9 bzw. 10 schließen (*7* geschlossen), *8* öffnen, damit nötigenfalls Druckhelium durch Öffnen von *10* bzw. *9* in die Flaschen abgelassen werden kann. Kompressor langsam laufen lassen. *3* so regeln, daß Druck an i_4 etwa 10 Atm. Expansionsmaschine mit a_4 anlaufen lassen. *1* öffnen. Abkühlen von a und c wie früher beschrieben. Nach Abkühlung von *C 12* schließen. Schon vorher Druck steigern, bis im Beharrungszustand 30 Atm. Bei Bedarf Nachfüllen des Gasometers durch Öffnen von *7*. Hierbei *8* zu, *10* oder *11* offen.

b) Abhebern von flüssigem Helium. *13*, *15*, *17*, *6* offen, *12* ganz öffnen, falls Hochdruck steigt, *3* etwas öffnen. Sobald i_6 steigt (flüssiges Helium aus a entleert), *12* schließen.

c) Sieden des Heliums unter vermindertem Druck. *17* und *6* schließen, *21* öffnen, n_4 anlassen, *16* langsam öffnen (*13*, *15* offen). Zur weiteren Drucksenkung n_5 (vorher evakuiert) anlassen, *17*, *18*, *14* öffnen, *15* schließen.

d) Abstellen der Anlage. *14* schließen, n_5 ausschalten, *16* und *18* schließen, n_4 ausschalten, *15* und *6* öffnen, *1* schließen, Helium aus Gasometer in d_1 komprimieren (*8* offen), Kompressor ausschalten. Rest von flüssigem Helium in *c* und sodann in *a* durch eingebaute Heizspulen verdampfen, bis Temperatur steigt, Kompressor nochmals anlassen, Gasometerinhalt in d_1 komprimieren, *32* schließen, *4* schließen, Kompressor wirkt als Pumpe, *11* schließen, *10* öffnen, *10* schließen, *9* öffnen, *2* schließen, *6* schließen, *21* öffnen, n_4 einschalten, *17* schließen, *22* öffnen, Expansionsventil und Ventile der Maschine öffnen, Abpumpen bis o_2 0,01 Torr anzeigt, *22* schließen, *15* schließen, *16* schließen, n_4 ausschalten, *21* schließen, Kompressor ausschalten, *8* schließen, *3* öffnen bis i_3 auf 1 Atm., *4* öffnen, *32* öffnen, *3* öffnen. Am nächsten Tage nach Erwärmen von *a* und *c* eventuell durch *51* Luft in *c* und eventuell durch *12* auch Luft in *a* einlassen.

e) Evakuieren des Kompressors. *1*, *2*, *3*, *5*, *6*, *7*, *32* geschlossen, *8* und *9* geöffnet. Sodann *8* und *9* schließen, n_4 anlassen, *21* öffnen (4 offen), Überbrückungsventile *26* bis *31* der Kompressorventile öffnen. Der Rest des Heliums wird so in den Gasometer gedrückt. Schließt man *21*, öffnet *24* und *9*, so kann das Helium auch in d_3 gedrückt werden. Ist nicht Helium, sondern Luft im Kompressor, so sofort mit n_4 evakuieren, wobei *21* geschlossen, *20* offen, n_2 laufend.

f) Völliges Entleeren des Gasometers. Schlauch mit T-Stück zwischen *35* und *49*. Vom T-Stück aus Schlauch evakuieren. Abzweigung des T-Stücks verschließen. *9*, *24* öffnen, n_4 anlassen, *16*, *17*, *19*, *49* öffnen, *35* vorsichtig öffnen, bis Öl im Schaugefäß erscheint, *35* schließen, alle anderen Ventile schließen, n_4 ausschalten.

g) Reinigen des Heliums. *36*, *19* geschlossen, bei *49* Kapselpumpe n_3 anschließen und Vorlagen evakuieren, *49* schließen, n_3 ausschalten. In s_1, s_2 und *v* flüssige Luft einfüllen, *19*, *6*, *9* öffnen, *7* wenig öffnen, bis i_5 1 Atm. zeigt, *36* und *4* öffnen. *7* so weit öffnen, daß i_5 etwa 20 cm Überdruck zeigt. Zur Reinheitsprüfung *u* über *39* und *50* mit n_3 evakuieren, *39* schließen, *38* kurz öffnen, mit Spektrometer *t* beobachten. Sobald Druck in d_3 auf 1 Atm. gesunken, schließen, Kompressor als Pumpe laufen lassen (*32* geschlossen), so daß Restinhalt von d_3 in g_1 und *h* gedrückt wird. Sodann *9* schließen, *7* fast ganz schließen, *8* öffnen, *7* öffnen bis i_3 1 Atm. zeigt, *6* öffnen und weiter reinigen, bis g_1 und *h* entleert sind. Falls Gasometer *p* gefüllt, *7* schließen, *6* und *36* schließen, Gasometerinhalt mit Kompressor bei geöffneten Ventilen *8* und *9* in d_3 drücken. Ähnlich mit Flaschen d_2 und d_3 verfahren. — Am Schluß der Reinigung vor Wegnahme der Gefäße mit flüssiger Luft *19* und *4* schließen, Vorlagen mit Kompressor von *36* aus auspumpen, oder *36* geschlossen, *19* offen, Vorlagen mit n_4 evakuieren, wobei Helium über *21* und *4* in Gasometer *p* gedrückt wird.

Um Reinheit des Heliums im Gasometer zu prüfen: *37* geschlossen, *36* offen, *u* mit n_3 über *39* und *50* evakuieren, *39* schließen, *38* kurz geöffnet, mit Spektrometer *t* beobachten.

h) Allgemeine Bemerkungen. Während der Kompressor läuft, muß öfter durch Öffnen von *46* Öl abgelassen werden. Das Öl läuft dabei in das mit der Niederdruckleitung bzw. dem Gasometer verbundene Gefäß g_2. Aus ihm wird das Öl durch Öffnen von *47* abgelassen, bis die ersten Gasblasen sichtbar werden. — Die Überbrückungsventile *26*–*31* für die Kompressorventile sind nötig, um die Zylinderräume hoch evakuieren zu können, da die Ventilfedern sie bis zu einer gewissen Druckgrenze abschließen. — Die Sicherheitsventile k_1 bis k_3 blasen in die Niederdruckleitung ab. — Auch für das Innere des Verflüssigers *a* sind Sicherheitsventile vorhanden, die in die Niederdruckleitung abblasen. — Das Ventil *32* schließt die Leitung ab zum Raum über dem Öl für die Laterne der Kolbenstangenstopfbuchse zwischen den Stopfbuchsenpackungen. Da normalerweise in der Niederdruckleitung etwas Überdruck herrscht, kann durch die Stopfbuchse keine Luft nach innen, sondern von der Laterne aus nur Öl nach außen oder durch das Öl nur Spuren von Helium in die Niederdruckleitung gelangen. Läuft der Kompressor als Pumpe, so muß aber *32* geschlossen werden, damit in der Laterne kein Unterdruck entsteht, wobei Luft angesaugt werden würde. Durch *33* kann Öl nachgefüllt werden.

3. Zweiter Verflüssiger

Es wurde noch ein zweiter Verflüssiger hergestellt, der ursprünglich für das 2. Physikalische Institut der Universität Göttingen (Prof. Joos) bestimmt war. Da Prof. Joos seine Tätigkeit in Göttingen aufgab, um zur Firma Zeiss überzutreten, hat mit Einverständnis von Prof. Joos die Helmholtz-Gesellschaft, die die Kosten für den Apparat trägt, ihn mir zur Verfügung gestellt. Er ist jetzt durch Verlängerung der Hochdruck-, Niederdruck- und Vakuumleitungen mit an die beschriebene Anlage angeschlossen. Es können so, ohne daß Helium in Transportgefäßen an andere Stellen gebracht wird, Messungen an zwei Stellen durchgeführt werden. Außerdem bildet der 2. Apparat eine Reserve, falls an dem 1. Apparat etwas zu reparieren ist, und umgekehrt.

4. Betriebsergebnisse

Die Abkühlung des Verflüssigers läßt sich in 1,5 Stunden, gerechnet vom Einfüllen der flüssigen Luft bis zum Beginn der Heliumverflüssigung, bewerkstelligen. Besser ist es aber, sie etwas langsamer, etwa in 2 Stunden vorzunehmen, dabei den Anfangsdruck in der Expansionsmaschine nicht über 10 Atm. zu wählen und nur langsam etwa proportional der Zeit auf 30 Atm. zu steigern. Es wird so ungleichmäßige Erwärmung der Maschine und Fressen des Kolbens sicher vermieden. Als Tourenzahl der Maschine erwies sich 70–100/min als zweckmäßig. Sie kann bei gleicher Ansaugleistung des Kompressors (wie in 1. angegeben 33,3 m^3/h) durch verschiedene Wahl des einstellbaren Füllhubes verändert werden. Der Kolbenhub beträgt dabei im Beharrungszustand des Verflüssigers etwa 6 cm, die an die Dynamomaschine abgegebene Leistung etwa 50 Watt.

Zum Abkühlen werden etwa 12 kg flüssige Luft oder flüssiger Stickstoff verbraucht, im stationären Endbetrieb etwa 3 kg/h, während sich rechnerisch bei der zugrunde gelegten verhältnismäßig großen Temperaturdifferenz am Austritt der Luft aus dem Gegenströmer als Mindestmenge 2,2 kg/h ergab.

Die Menge des gewonnenen flüssigen Heliums kann sowohl aus der Änderung des Gasometerstandes wie (ungenauer) aus der Anzeige des Hampsonmeters entnommen werden. Als günstigste Ausbeute ergab sich bisher, wie schon in 1. angegeben, etwa 2,8 l flüssiges Helium/h. Diese Ausbeute wurde nur erreicht, wenn die Maschine besonders einwandfrei arbeitete, wenn insbesondere die Ventile sehr gut schlossen. Im allgemeinen betrug die Ausbeute nur etwa 2 l/h. Doch ist zu hoffen, daß man den günstigsten Wert bei längerer Erfahrung und bei kleinen Verbesserungen dauernd erreichen wird.

Zum Abkühlen des auf die Temperatur der flüssigen Luft vorgekühlten Beobachtungsgefäßes werden, wie schon erwähnt, etwa $^1/_4$–$^1/_2$ l flüssiges Helium verbraucht. Bei weiterem Überhebern verdampfen nur etwa 15 Proz. des flüssigen Heliums. Hierbei ist vorausgesetzt, daß am Ende des Hebers als Flüssigkeitsabscheider ein kleiner Stoffbeutel angebracht ist. Ohne denselben spritzt das ausströmende flüssige Helium umher, so daß sehr viel mehr, unter Umständen alles flüssige Helium verdampft. Mit den vorhandenen Pumpen kann der Dampfdruck im Beobachtungsgefäß unter 1 Torr gesenkt werden.

Ein Vergleich der Ergiebigkeit des neuen Verflüssigers mit derjenigen eines Verflüssigers nach Linde-Onnes (Vorkühlung mit flüssigem Wasserstoff) ergibt folgendes: Bei diesem werden zur Vorkühlung für 1 l flüssiges Helium etwa 3 l flüssiger Wasserstoff und 1 l flüssige Luft gebraucht. Für 1 l flüssigen Wasserstoff werden praktisch[9]) etwa 1,14 l flüssige Luft benötigt. Insgesamt werden also bei dem Linde-Onnes-Verfahren etwa 4 l flüssige Luft für 1 l flüssiges Helium verbraucht. Die Ergiebigkeit des neuen Verflüssigers ist also, was den Verbrauch an flüssiger Luft betrifft, etwas größer als die Ergiebigkeit der Heliumverflüssiger nach Linde-Onnes. Dem stehen aber die viel größeren mechanischen Schwierigkeiten des Verflüssigers mit Expansionsmaschine gegenüber sowie der Umstand, daß in größeren Laboratorien flüssiger Wasserstoff nicht nur zur Vorkühlung bei der Heliumverflüssigung nach Linde-Onnes, sondern auch für viele anderen Arbeiten gebraucht wird. Der von Kapitza[10]) angestellte, für das Linde-Onnes-Verfahren sehr ungünstige Vergleich aber ist völlig abwegig. Kapitza benutzt nämlich für das Linde-Onnes-Verfahren Werte, die sich meiner ausdrücklichen Angabe nach[11]) nur auf die erste Herstellung von 1 l flüssigen Heliums, nicht auf den stationären Zustand beziehen.

5. Die Mittel für die Herstellung der Verflüssigungsanlage

Die Linde-Gesellschaft hat für die von ihr durchgeführten Arbeiten nicht einmal die Selbstkosten erhalten, besonders da sie dem Laboratorium für Technische Physik mehrere Jahre lang für die Arbeiten an den Verflüssigern einen Mechaniker bezahlte.

Das erforderliche Helium wurde teils von der Linde-AG., teils von der Griesogen G.m.b.H. kostenlos überlassen. Erhebliche Mittel wurden von dem Stifterverband der Deutschen Notgemeinschaft für die Herstellung der Anlage zur Verfügung gestellt, um mir wieder Arbeiten über Supraleitung zu ermöglichen. Aus diesen Mitteln wurden der Kompressor, die Pumpen, vieles andere und zeitweilig ein Mechaniker bezahlt.

Aus Mitteln der Helmholtz-Gesellschaft wurde der zweite Verflüssiger beschafft.

Sehr bedeutende Mittel wurden schließlich kürzlich auf Veranlassung des Stifterverbandes der Deutschen Notgemeinschaft von der Deutschen Industrie-Bank, Berlin, bewilligt. Sie sind für verschiedene Arbeiten mit Hilfe der Verflüssigungsanlage bestimmt und können nicht nur für sachliche Ausgaben, sondern besonders auch zu ausreichender Bezahlung von wissenschaftlichen

9) W. Meißner, Zeitschr. VDI. **76**, 580, 1932.
10) P. Kapitza, a. a. O., S. 190.
11) W. Meißner, Handbuch der Physik, Bd. XI, S. 328, 1926.

Mitarbeitern, Mechanikern und anderen Hilfskräften verwendet werden.

Allen diesen Stellen sei auch hier für ihre Hilfe sehr gedankt.

6. Wissenschaftliche Arbeiten mit der Verflüssigungsanlage

Vor Beginn des jetzigen Krieges wurden Arbeiten über Supraleitfähigkeit in Angriff genommen. Durch den Krieg wurden diese Arbeiten unterbrochen und später durch das Prüfen und Aufstellen des zweiten Verflüssigers und Änderungen an dem ersten Verflüssiger hintenangehalten. Nachdem es jetzt aber gelungen ist, wissenschaftliche Mitarbeiter zu gewinnen, ist zu hoffen, daß die wissenschaftlichen Arbeiten in der nächsten Zeit wesentlich gefördert werden können.

Zusammenfassung

Es wird eine Anlage zur Verflüssigung von Helium ohne Vorkühlung mit flüssigem Wasserstoff im Laboratorium für technische Physik der Technischen Hochschule München beschrieben. Das mit einem Kompressor von 33 m³/h Saugleistung auf etwa 30 Atm. komprimierte Helium wird wie bei dem Kapitza-Verflüssiger nur mit flüssiger Luft vorgekühlt und dann zum größeren Teil in einer nach außen Arbeit abgebenden Expansionsmaschine, zum kleineren Teil unter teilweiser Verflüssigung in einem Drosselventil entspannt. Vor diesem liegt ein Gegenströmer, der am warmen Ende die mit der Expansionsmaschine erzielte tiefste Temperatur hat. Abweichend von der Anordnung Kapitzas findet die Entspannung im Drosselventil nicht von 17 Atm. aus, sondern wie in der Expansionsmaschine von 30 Atm. aus statt, so daß die Zwischenentspannung Kapitzas bei etwa 23° K von 30 auf 17 Atm. fortfällt. Dies wird dadurch ermöglicht, daß die Temperatur mit der Expansionsmaschine nicht bis auf 10° K, sondern nur bis auf etwa 14° K gesenkt wird. Diese Verhältnisse werden theoretisch an Hand einer neu abgeleiteten Inversionskurve des differentialen Joule-Thomson-Effektes behandelt und eine Energiebilanz für den Verflüssiger aufgestellt. Die technische Durchbildung des Verflüssigers und der ganzen Anlage, die andersartig als bei Kapitzas Apparatur ist, und in Zusammenarbeit mit der Linde-Gesellschaft erfolgte, wird beschrieben. Es sind an die Anlage zwei Verflüssiger gleicher Ausführung angeschlossen, von denen der eine ursprünglich für Prof. Joos bestimmt war. Die erforderlichen Mittel wurden zum Teil von dem Stifterverband der Deutschen Notgemeinschaft und der Helmholtz-Gesellschaft zur Verfügung gestellt, zum Teil von der Linde-Gesellschaft übernommen. Von ihr und der Griesogen-Gesellschaft wurde auch Helium kostenlos geliefert. Mit Hilfe der Anlage wurden Arbeiten über Supraleitung in Angriff genommen, für die erhebliche Mittel von der Deutschen Industrie-Bank, Berlin, zur Verfügung gestellt wurden.

München, Technische Hochschule, Juni 1942.

(Eingegangen 2. Juli 1942)

Bemerkungen zur Supraleitung

Von M. v. Laue

Diese Bemerkungen erheben nicht den Anspruch, überall Neues zu bringen. Sie sind aus privaten Diskussionen und einer Durchsicht der einschlägigen Literatur entstanden und suchen Fragen und Unklarheiten zu beseitigen, auf welche man dabei öfter stößt.

Einteilung

I. Die Ordnungsenergie.
II. Die Frage nach der Verschiebbarkeit der Stromlinien.
III. Supraleitung und Diamagnetismus.
IV. Zur Thermodynamik der Supraleitung.
V. Einige neuere Versuchsergebnisse.
VI. Der Zwischenzustand.
VII. Mathematischer Anhang.

I. Die Ordnungsenergie

Kürzlich wies ich an anderer Stelle[1]) darauf hin, daß es nach der klaren Aussage der Stromteilungsversuche von E. Justi und G. Zickner[2]) im Supraleiter keine merkliche, vom Strom abhängige Ordnungsenergie gebe. Hier möchte ich zwei wichtige Theorien der Supraleitung auf diese Frage hin prüfen. Zur Vorbereitung auf Abschnitt IV sei vorausgeschickt, daß es sich im Sinne der Thermodynamik um die freie Energie handelt.

a) Die phänomenologische Elektrodynamik F. Londons[3]) scheint auf den ersten Blick damit in Widerspruch zu stehen; denn sie enthält im Ausdruck für die Energiedichte des elektromagnetischen Feldes neben der Maxwellschen Energiedichte noch den additiven Zusatz $2\pi\Lambda i^2$, wobei i die Stromdichte, Λ die für diese Theorie charakteristische Körperkonstante im

1) M. v. Laue, Zeitschr. f. Phys. **118**, 455, 1941.
2) E. Justi und G. Zickner, Physik. Zeitschr. **42**, 257, 1941.
3) F. London, Une conception nouvelle de la supraconductibilité. Paris 1937.

Betrage von rund 10^{-31} sec² bezeichnet[4]). Jedoch ist dieser Zusatz für die Gesamtenergie ganz unbeträchtlich neben dem nach Maxwell berechneten Anteil, aus welchem sich die Induktionskoeffizienten bestimmen; das liegt an der geringen Dicke, welche Londons Theorie der stromführenden Grenzschicht zuschreibt. Tatsächlich ist also kein Widerspruch zwischen dem experimentellen Ergebnis und dieser Theorie vorhanden.

Um dies nachzurechnen, dürfen wir uns auf eine ebene Oberfläche beschränken, da es sich nur um die Größenordnung handelt. Die räumliche Stromdichte i klingt mit der Tiefe x unter der Fläche ab nach dem Gesetz[5])

$$\mathfrak{i} = \mathfrak{i}_0 e^{-\frac{x}{c\sqrt{\Lambda}}}$$

Die Flächendichte der Strömung ist somit

$$\mathfrak{J} = \int_0^\infty \mathfrak{i}\, dx = c\sqrt{\Lambda} \cdot \mathfrak{i}_0,$$

und die Londonsche Zusatzenergie beträgt pro Flächeneinheit

$$2\pi\Lambda \int_0^\infty \mathfrak{i}^2 dx = 2\pi\Lambda \mathfrak{i}_0^2 \frac{c\sqrt{\Lambda}}{2} = \frac{\mathfrak{J}^2}{c^2} \frac{c\sqrt{\Lambda}}{2}.$$

Andererseits besteht zwischen J und der magnetischen Feldstärke H an der Oberfläche die Beziehung

$$\frac{4\pi}{c} J = H, \qquad (1)$$

so daß die Zusatzenergie pro Flächeneinheit[5])

$$2\pi\Lambda \int_0^\infty \mathfrak{i}^2 dx = \frac{1}{8\pi} H^2 \cdot \frac{c\sqrt{\Lambda}}{2}$$

wird. Rechts steht aber neben der Maxwellschen Energiedichte die Eindringtiefe $c\sqrt{\Lambda}$ = rund 10^{-5} cm.

b) Die wellenmechanische Theorie H. Welkers[6]) erfüllt unsere Forderung von vornherein. Zwar verändert sich die Energie des einzelnen Leitungselektrons im Magnetfeld um einen zu $\mu_B m H$ proportionalen Summanden[7]), wobei μ_B das Bohrsche Magneton, m die magnetische Quantenzahl der dem Elektron zugeschriebenen Wellenfunktion bedeuten. Da aber nach Welker auch im Magnetfeld zu jedem Elektron mit positivem m eins mit gleichgroßem negativem m gehört – solange die Supraleitung noch nicht zerstört ist –, so heben sich diese Zusätze insgesamt völlig heraus[8]). Dieser Zug der Welkerschen Theorie, über deren Richtigkeit wir hier kein Urteil abgeben möchten, widerlegt übrigens die gelegentlich zu hörende Ansicht, die Idee einer stromabhängigen Ordnungstheorie sei zum Verständnis der Supraleitung und ihrer Zerstörung durch zu große Stromdichte unvermeidlich.

c) Derselben Widerlegung diene die folgende Betrachtung: Die Thermodynamik des Übergangs vom normal- zum supraleitenden Zustand läßt sich so formulieren, daß die Einwirkung des Magnetfeldes allein auf der Kraft $\mathfrak{K}_n$ beruht, welche das Feld auf die Oberfläche des Supraleiters ausübt, während der Normalleiter von ihr nichts spürt[9]); diese Kraft hat für nicht zu stark gekrümmte Flächen und hinreichend dicke Körper den Betrag $\frac{1}{8\pi} H^2$. Wüßten wir eine andere Art, eine solche selektive Kraft auf den Supraleiter auszuüben, so wäre diese Überlegung eine zwingende Widerlegung der hier bekämpften Anschauung. Weil dem nicht so ist und weil zwischen H und der Flächenstromdichte J die Beziehung (1) besteht, läßt sich ein logischer Zwang freilich nicht behaupten; dennoch scheint mir in dieser Überlegung ein gewisser Hinweis darauf zu liegen, daß der Begriff einer stromabhängigen „Ordnungsenergie" in einer Supraleitungs-Theorie überflüssig ist.

II. Die Frage nach der Verschiebbarkeit der Stromlinien

Diese Frage tauchte auf, als Kamerlingh-Onnes und andere bei Temperaturen unterhalb des Sprungpunktes Dauerströme in Hohlkugeln erregten und zeigten, daß sich diese Kugeln gleich permanenten Magneten in einem fremden Magnetfelde einstellen. Man wunderte sich, daß das die Einstellung bewirkende Drehmoment auf die materiellen Teile wirkte, statt einfach die Elektronenbahnen in ihnen zu verschieben, zumal doch die Supraleitung auf besonders leichte Beweglichkeit der Elektronen hinweist. Nun haben freilich schon C. J. Gorter und H. Casimir[10]), später K. M. Koch[11]) darauf aufmerk-

4) F. London, l. c., § 6. Wir benutzen das elektrostatische Maßsystem im Gegensatz zu London, der das Lorentzsche verwendet. M. v. Laue (Ann. d. Phys. **32**, 71, 1938) bestimmt aus Versuchen von R. B. Pontius (Nature **139**, 1065, 1937) Λ zu $4{,}8 \cdot 10^{-31}$ sec² (siehe S. 81).

5) F. London, l. c., § 2.

6) H. Welker, Münch. Sitzungsberichte 1938, S. 115; Zeitschr. f. Phys. **114**, 525, 1939; A. Sommerfeld, Zeitschr. f. Phys. **118**, 467, 1941.

7) H. Welker, Münch. Sitzungsberichte, l. c., Gleichung (29).

8) Hier liegt ein Widerspruch zwischen der Welkerschen und der Londonschen Theorie vor.

9) M. v. Laue, Ann. d. Phys. **32**, 71 und 253, 1938. Wir unterscheiden diese beiden Veröffentlichungen als A und B.

10) C. J. Gorter und H. Casimir, Physica **1**, 306, 1934 (siehe S. 310).

11) K. M. Koch, Zeitschr. f. Phys. **118**, 1, 1941, Anhang.

sam gemacht, daß eine Hohlkugel mit Dauerstrom nicht als Ganzes im supraleitenden Zustand, sondern bis auf eine Ringzone im Zwischen- (intermediären) Zustand ist und sich somit für diesen Versuch gar nicht vom supraleitenden Ring unterscheidet; für diesen aber fällt die Frage bis zu einem gewissen Grade fort, weil die Stromlinien den Ringkörper auf keinen Fall verlassen können. Diese Ausführungen halte ich für zutreffend. Denkbar und mit den vorliegenden Versuchen gewiß nicht in Widerspruch wäre nun aber, daß sich die Strombahnen innerhalb des Ringkörpers verschieben. Deswegen möchten wir hier die Frage begrifflich klären.

Dazu müssen wir sie zuerst präzisieren; man kann sie nämlich noch verschieden auffassen. Immer geht man von einem stationären Stromsystem i_1 aus und denkt sich ein von ihm unabhängiges Magnetfeld $\mathfrak{H}_2$ hinzugeschaltet. Man kann nun fragen:

1. Verlagern sich die Strombahnen beim Einschalten dieses Feldes?
2. Finden wir nach Wiederabschalten des Feldes die ursprünglichen Strombahnen wieder?
3. Gibt der Kraftansatz $\mathfrak{K} = \frac{1}{c}[i\mathfrak{H}]$ (i Stromdichte, $\mathfrak{H}$ Magnetfeld) die ponderomotorischen Wirkungen des Magnetfeldes auf den Supraleiter richtig wieder?

Die zweite Frage ist ohne weiteres zu bejahen. Jede Elektrodynamik bestimmt, wie für den Normal-, so auch für den Supraleiter den Zustand vollständig aus Bedingungen, die zur gleichen Zeit vorliegen, unabhängig von der Vorgeschichte; das hat bisher auch zu allen in Betracht kommenden Versuchen gestimmt.

Die erste Frage ist für den Supraleiter ebenfalls zu bejahren. Das Einschalten des Magnetfeldes $\mathfrak{H}_2$ induziert ja in seiner Oberflächenschicht die Ströme i_2, welche das Innere vor dem Eindringen des Magnetfeldes schützen. Diese superponieren sich dem anfänglichen Stromsystem und können es beliebig stark verändern, mit der einzigen Einschränkung, daß nirgends die für die Zerstörung der Supraleitung kritische Flächenstromdichte überschritten wird.

(Auch beim Normalleiter kennen wir solche Verlagerung der Strombahnen, nur ist sie viel geringfügiger; man nennt sie den Halleffekt. Um ihn nachzuweisen, sendet man bekanntlich meist einen Strom durch einen Metallstab und bringt an dessen Seiten Zuleitungen zu einem Voltmeter derart an, daß man zunächst keinen Strom in dieser Leitung erhält. Das Einschalten eines Magnetfeldes senkrecht zur Stromrichtung lenkt dann einen kleinen Teil des Stroms in die Voltmeterleitung ab. In anderer Form zeigt der dem Halleffekt wesensgleiche Corbinoeffekt diese Stromverlagerung[12]).

Um die Frage 3 für Supraleiter zu beantworten, brauchen wir, da die Supraleiter sich bei solchen Versuchen wie starre Körper verhalten, gar nicht auf die Vorgänge in ihrem Innern einzugehen; es genügt, nach den Kräften zu fragen, welche die Maxwellschen Spannungen des Magnetfeldes auf ihre Grenzfläche ausüben. Aus diesen Kräften lassen sich Gesamtkraft und Drehmoment auf den Körper berechnen. Nun ist die Eindringtiefe des Feldes, wie erwähnt, sicher sehr gering, fast immer kann man so rechnen, als verliefen die magnetischen Kraftlinien zur Grenzfläche tangential. In dieser Näherung aber üben sie den schon erwähnten Druck $\mathfrak{K}_n = \frac{1}{8\pi} H^2$ senkrecht zu ihr aus. Weiterhin ist aber aus der Maxwellschen Theorie bekannt, daß diese Spannungen, die sich ja tatsächlich in die stromführende Oberflächenschicht fortsetzen, ponderomotorische Kräfte $\mathfrak{K} = \frac{1}{c}[i\mathfrak{H}]$ pro Volumeneinheit ergeben. Folglich ergibt Berechnung von Gesamtkraft und Drehmoment aus den Oberflächenkräften dasselbe, wie die Berechnung aus dem in Rede stehenden Kraftansatz. Sobald die Feldverteilung an der Grenze des Supraleiters bekannt ist, kann man ganz nach Belieben die eine oder die andere Berechnung benutzen.

(Rechnet man mit der Kraft $\mathfrak{K} = \frac{1}{c}[i\mathfrak{H}]$, so sind an ihr freilich noch vier Anteile zu unterscheiden; denn nennen wir die vom Stromsystem i_1 herrührende Feldstärke $\mathfrak{H}_1$, so ist

$$\mathfrak{K} = \frac{1}{c}\{[i_1\mathfrak{H}_1] + [i_1\mathfrak{H}_2] + [i_2\mathfrak{H}_1] + [i_2\mathfrak{H}_2]\}.$$

Der erste Summand ergibt, sofern i_1 einem Dauerstrom entspricht, weder eine Gesamtkraft noch ein Drehmoment, weil sich der stromführende Körper nicht selbst in Bewegung setzt. Die drei anderen Summanden hingegen können dies tun. Die Wechselwirkung zwischen i_1 und $\mathfrak{H}_2$ ist durch den zweiten und dritten Summanden gegeben. Der dritte und der vierte Summand sind beim Normalleiter ohne Analogon, weil bei diesem die Einschaltung des Feldes $\mathfrak{H}_2$ keinen dauernden Strom i_2 erzeugt.)

Zur Deutung der Dauerstromversuche ist hiermit alles gesagt. Trotzdem bliebe noch frag-

12) Handbuch der Experimentalphysik XI, 2, S. 328, Leipzig 1935.

lich, warum die Kraft $\mathfrak{K} = \frac{1}{c}[\mathfrak{i}\mathfrak{H}]$, welche doch primär auf die Elektronenbahnen wirken müßte, diese nicht verschiebt. Darauf gibt F. Londons Fortbildung der Maxwellschen Theorie eine einfache Antwort: Tatsächlich wirkt diese Volumenkraft nicht, ein Zusatz zu den Maxwellschen Spannungen kompensiert sie, und zwar grundsätzlich, sowohl für stationäre, als für Wechselfelder[13]). Dieser zusätzliche, nur im Supraleiter vorhandene Spannungstensor, der an der Oberfläche unstetig aufhört, hat an ihr eine Flächendivergenz. Dort und nur dort greifen nach London die ponderomotorischen Kräfte an. Die Maxwellschen Spannungen selbst, welche die Fläche stetig durchsetzen, üben bei dieser Betrachtungsart keine Kräfte auf die Fläche aus. Für nicht zu stark gekrümmte Flächen und hinreichend dicke Körper ist diese Kraftwirkung der Londonschen Spannungen gleich dem oben aus den Maxwellschen Spannungen berechneten Druck vom Betrage $\frac{1}{8\pi}H^2$. Folglich führt diese Londonsche Berechnung auch auf dieselbe Gesamtkraft und dasselbe Drehmoment. Ist freilich eine dieser Bedingungen verletzt, so ändert sich diese Wirkung. Beispiele dafür gibt M. v. Laue, l. c.[14]).

Eine Voll- oder Hohlkugel von einigermaßen großem Radius kann danach im stationären Magnetfeld niemals ein Drehmoment um den Mittelpunkt erfahren; die Oberflächenkräfte $\mathfrak{K}_n$ stehen immer auf ihrer Grenzfläche senkrecht. Daß ein magnetisches Wechselfeld sie in Drehung versetzen könnte, haben R. Becker, G. Heller und F. Sauter aus einer anderen Theorie, aber mit Recht, geschlossen[15]).

III. Supraleitung und Diamagnetismus

Seit Entdeckung des Meißner-Effektes findet sich in der Literatur immer wieder eine Gleichsetzung von Supraleitung mit vollkommenem Diamagnetismus (vollkommen heißt: Permeabilität gleich o), obwohl sich sein Entdecker selbst stets vorsichtiger ausgedrückt hat. Will man damit sagen, daß die magnetischen Induktionslinien nicht oder doch nur wenig in den Supraleiter eindringen, so ist dies nur der von Meißner gefundene Tatbestand. Dennoch herrscht allem Anschein nach an diesem Punkte eine gewisse Unklarheit, die auch schon zu wirklichen Irrtümern geführt hat.

13) F. London, l. c., § 6.

14) Siehe Anm. 9.

15) R. Becker, G. Heller und F. Sauter, Zeitschr. f. Phys. **85**, 772, 1933. Den experimentellen Beweis erbrachten I. K. Kikoin und S. W. Gubar, Journ. phys. USSR. **3**, 333, 1940.

Wir müssen hier zunächst wieder präzisieren; es gibt zwei verschiedene Fassungen jener Gleichsetzung:

a) Die erste Auffassung findet sich bei den wellenmechanischen Deutungsversuchen der Supraleitung; sie betrachtet den ganzen Leiter einfach als ein Riesenmolekül mit ungehemmt ausgebildeten diamagnetischen Elektronenströmen; dies geht klar genug z. B. aus Welkers Ansätzen für die Wellenfunktionen seiner Theorie hervor[16]). Dagegen läßt sich nichts einwenden, auch dann nicht, wenn es sich um mehrfach zusammenhängende Körper (Ringe) handelt. Zwar kann ein wirkliches Molekül sein Inneres nicht so weitgehend vor dem Magnetfeld schützen wie ein Supraleiter; doch ist das nur ein gradueller Unterschied. Allerdings darf man bei solchen Betrachtungen den Begriff Permeabilität wohl nicht verwenden, der sich doch nur auf Körper beziehen läßt, die viele Moleküle getrennt nebeneinander enthalten.

b) Die andere Fassung aber ordnet den Supraleiter einfach der Maxwellschen Theorie durch die Festsetzung, Permeabilität $\mu = o$, ein und sieht von einer eigentlichen Leitfähigkeit vollkommen ab. Sie führt, folgerichtig durchdacht, zur Leugnung aller wahren Ströme im Supraleiter; nur scheinbare, deren Dichte durch die Magnetisierung $\mathfrak{M}$ als $4\pi \operatorname{rot} \mathfrak{M}$ gegeben ist, treten auf[17]). Daß es sich beim Supraleiter nur um Oberflächenströme handeln kann, ändert nichts daran; die Flächenrotation von $\mathfrak{M}$, multipliziert mit 4π, ist dann gleich der Flächendichte der scheinbaren Ströme. Gegen diese Fassung aber empfinde ich Bedenken.

Erstens nämlich besteht nach Maxwell, wenn außerhalb eines diamagnetischen Körpers ein Magnetfeld besteht, ebenfalls eins im Inneren. Das gilt auch für $\mu = O$. K. M. Koch (l. c.) hat gerade für diesen Extremfall mathematisch gezeigt, daß nach der Maxwellschen Theorie in einer Hohlkugel die Feldstärke $\mathfrak{H}$ stellenweise weit größer ist als im Außenraum. Mit dieser inneren Feldstärke $\mathfrak{H}_i$ wäre auch eine Magnetisierung $\mathfrak{M} = -\frac{1}{4\pi}\mathfrak{H}_i$ vorhanden, nur die In-

16) H. Welker, l. c. siehe Anm. 6.

17) Aus der Maxwellschen Gleichung $\operatorname{rot} \mathfrak{H} = \frac{4\pi}{c}\mathfrak{i}$ und aus $\mathfrak{B} = \mathfrak{H} + 4\pi\mathfrak{M}$ folgt

$$\operatorname{rot} \mathfrak{B} = \frac{4\pi}{c}\mathfrak{i} + 4\pi \operatorname{rot} \mathfrak{M}.$$

Der erste Term gibt den wahren, der zweite den scheinbaren Strom.

duktion $\mathfrak{B}$ fehlte vollständig – eine mir gewaltsam und übertrieben scheinende Vorstellung. Tatsächlich ist im Supraleiter, wie z. B. aus den Versuchen von W. J. de Haas und J. M. Casimir-Jonker hervorgeht[18]), abgesehen von der mehrfach erwähnten Grenzschicht, überhaupt kein Feld; es ist $\mathfrak{B} = \mathfrak{H} = \mathfrak{M} = 0$.

Zweitens aber scheint mir diese Auffassung ungeeignet, die Tatsache der Dauerströme mit zu umfassen. Die Maxwellsche Theorie beweist die Unmöglichkeit eines Magnetfeldes ohne wahre Ströme (und ohne permanente Magnete), daraus nämlich, daß für ein solches Feld die Energie $\frac{1}{8\pi}\int \mu \mathfrak{H}^2 d\tau$ Null wäre[19]). Diese Art, die Supraleitung der Maxwellschen Theorie einzuordnen, ist somit in sich widerspruchsvoll.

Freilich besteht ein physikalischer Zusammenhang zwischen Supraleitung und Diamagnetismus; beide beruhen nämlich auf dem mit dem Einschalten eines Magnetfeldes nach Maxwell verbundenen Induktionsstoß. Aber zur Gleichsetzung beider Erscheinungen reicht dies nicht aus. Nur im Fall des Fehlens von Dauerströmen und unter Vernachlässigung der Eindringtiefe lassen sich die Felder im Außenraum, nicht aber im Innern des Supraleiters so beschreiben, als wäre er vollkommen diamagnetisch.

IV. Zur Thermodynamik der Supraleitung

1. Die Thermodynamik des Phasenübergangs vom normal- zum supraleitenden Zustand haben C. J. Gorter und H. Casimir durch Betrachtung eines Kreisprozesses begründet, bei welchem ein Zylinder im longitudinalen Magnetfeld zwei Vorgänge bei konstanter Temperatur und zwei bei konstantem Feld durchmacht[20]). Die Verallgemeinerung auf beliebig geformte Körper und beliebige Magnetfelder leitete ich später unmittelbar aus der allgemeinen Gleichgewichtsbedingung ab

$$T\delta S - \delta U + A \leqq 0.$$

(T absolute Temperatur, δS, δU und A Entropie-, Energieänderung und Arbeit bei einer virtuellen Verschiebung). Für die Differenz der freien Energie f_n der normalleitenden Phase, f_s des Supraleiters, beide pro Masseneinheit und ohne Berücksichtigung der magnetischen Energie angegeben, findet sich dann als Gleichgewichtsbedingung

$$f_n - f_s = v\,\mathfrak{K}_n, \qquad (2)$$

wobei v das spezifische Volumen und $\mathfrak{K}_n$ die schon mehrfach erwähnte Kraft des Magnetfeldes auf den Supraleiter bedeuten[21]). Es macht keinen Unterschied, wenn man in Gleichung (2) die f durch die thermodynamischen Potentiale $\psi = f - pv$ ersetzt, wo p den auf beiden Phasen gemeinsam lastenden Druck bezeichnet, weil pv für beide Phasen denselben Wert hat[22]). Setzt man wieder $\mathfrak{K}_n = \frac{1}{8\pi} H^2$, was für hinreichend dicke Körper und nicht zu stark gekrümmte Flächen sowohl nach der Maxwellschen als nach der Londonschen Theorie zutrifft, so findet man volle Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Gorter und Casimir, sowohl für die Wärmetönung des Phasenübergangs, als auch für die spezifischen Wärmen beider Phasen.

Für die den magnetischen Schwellenwert H_k einführende Gleichgewichtsbedingung

$$f_n - f_s = \frac{1}{8\pi} v H_k^2 \qquad (3)$$

finden sich aber in der Literatur noch zwei andere Ableitungen.

2. Die eine stammt von D. Shoenberg[23]). Sie geht von der unter III. besprochenen Gleichsetzung von Supraleitung und Diamagnetismus aus und verwendet die Vorstellung, daß im Supraleiter (und zwar tief im Innern, nicht etwa in einer stromführenden Oberflächenschicht) trotz der verschwindenden Induktion Feldstärke und Magnetisierung vorhanden ist. Nach dem oben Gesagten bedürfte es nicht erst des Vorzeichenfehlers, daß diese Deduktion die magnetische Energie im diamagnetischen Körper

18) W. J. de Haas und J. M. Casimir-Jonker, Communication Leiden 229d.

19) Unter Zurückführung der Induktion $\mathfrak{B}$ auf das Vektorpotential $\mathfrak{A}$ ($\mathfrak{B} = \operatorname{rot} \mathfrak{A}$) formt man nämlich leicht um:

$$\int \mu \mathfrak{H}^2 d\tau = \int (\mathfrak{H}\mathfrak{B})\, d\tau = \int (\mathfrak{H} \operatorname{rot} \mathfrak{A})\, d\tau = \int (\mathfrak{A} \operatorname{rot} \mathfrak{H})\, d\tau$$
$$= \frac{4\pi}{c} \int (\mathfrak{A}\mathfrak{i})\, d\tau .$$

20) C. J. Gorter und H. Casimir, Physica **1**, 306, 1934.

21) M. v. Laue, l. c. Wie ich nachträglich bemerkte, finden sich Andeutungen solcher Verallgemeinerung schon bei Gorter und Casimir, l. c.

22) Dabei ist, wie aus dem Text hervorgeht, das Potential des Supraleiters so berechnet, als laste nicht auf ihm der durch $\mathfrak{K}_n$ verursachte Druck. Handelt es sich um einen zylindrischen Körper im longitudinalen Feld, so kann man als Folge der Kraft $\mathfrak{K}_n$ in ihm einen Zusatzdruck $\Delta p = \mathfrak{K}_n$ annehmen und schreibt dann statt Gleichung (3), indem man den Summanden $v\Delta p$ in das Potential des Supraleiters einbezieht, als Gleichgewichtsbedingung Gleichheit beider Potentiale hin. Bei einem anders geformten Körper aber ist dies nicht möglich, so daß man im allgemeinen die im Text angegebene Form der Gleichgewichtsbedingung beibehalten muß.

23) D. Shoenberg, Supraconductivity, Cambridge 1938, Kapitel V.

mit $-\frac{1}{2}(\mathfrak{H}\mathfrak{M})$ ansetzt, um sie als unrichtig zu kennzeichnen.

3. Die andere, ebenfalls unrichtige Ableitung findet sich in dem sonst so vortrefflichen Buche von F. London[24]). Dessen Verfasser berechnet die Differenz der freien Energien aus der beim Phasenübergang geleisteten Arbeit, aber nicht, wie es sein müßte, bei einem isothermen Übergang, sondern aus der Gesamtarbeit beim Gorter-Casimirschen Kreisprozeß. Es lohnt sich vielleicht, Londons Überlegung in berichtigter Gestalt hier vorzuführen.

Es liege ein Zylinder beliebigen Querschnitts Q, der auf die Länge h die Masseneinheit enthält, in einem longitudinalen Magnetfeld H, welches zunächst größer ist als der Schwellenwert H_k. Wir senken H isotherm bis zum Schwellenwert und lassen die Umwandlung vor sich gehen. Die Differenz der freien Energien vor und nach der Umwandlung muß gleich der vom Magnetfeld dem Körper zugeführten Arbeit A sein. Nun ist die freie Energie des Supraleiters, berechnet für die Zylinderlänge h, gleich f_s, die freie Energie aber, welche unmittelbar vor der Umwandlung im gleichen Volumen saß, ist $f_n + \frac{1}{8\pi} H_k^2 v$, weil ja auch das Magnetfeld dazu beiträgt. Die Gleichgewichtsbedingung lautet somit:

$$f_s - \left(f_n + \frac{1}{8\pi} H_k^2 v\right) = A\,. \tag{4}$$

Diese Arbeit A aber ist negativ, und dem absoluten Wert nach gleich der elektromagnetischen Energie, welche während der Umwandlung aus dem Zylindermantel (d. h. aus einem Stück davon von der Höhe h) herausströmt, also, wenn wir unter n die innere Normale von $d\sigma$ verstehen:

$$A = -\frac{c}{4\pi}\int dt \int\limits_{\text{Mantel}} [\mathfrak{E}\mathfrak{H}]_n d\sigma\,. \tag{5}$$

Die Integration nach der Zeit erstreckt sich über die Dauer der Umwandlung. Nun hat $\mathfrak{H}$ überall die Richtung der Zylinderachse und während der Umwandlung den konstanten Wert H_k, folglich kommt von der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$ nur die Komponente $\mathfrak{E}_s$ in Betracht, welche parallel zur Zylinderfläche und senkrecht zur Achse liegt. Verstehen wir unter ds ein Linienelement der den Querschnitt Q begrenzenden Kurve K, so daß $d\sigma = h \cdot ds$ wird, so können wir Gleichung (5) umformen in:

$$A = -\frac{ch}{4\pi} H_k \int\limits_K \mathfrak{E}_s ds\,. \tag{6}$$

24) F. London, l. c., S. 13.

Nach der Maxwellschen Gleichung für $\mathrm{Rot}\,\mathfrak{E}$ und dem Stokesschen Satz ist aber

$$\int\limits_K \mathfrak{E}_s ds = -\frac{1}{c}\int\limits_Q \dot{\mathfrak{B}}_n ds\,,$$

folglich

$$A = \frac{h}{4\pi} H_k \int dt \int\limits_Q \dot{\mathfrak{B}}_n d\sigma = \frac{h}{4\pi} H_k \int\limits_Q d\sigma \int \dot{\mathfrak{B}}_n dt\,. \tag{7}$$

Nun ist, wenn wir von der stromführenden Oberflächenschicht absehen, für jeden Punkt des Querschnitts

$$\int \mathfrak{B}_n dt = -H_k\,, \tag{8}$$

weil anfangs $\mathfrak{B}_n = H_k$, zuletzt aber $\mathfrak{B}_n = 0$ ist. Weiter ist $\int\limits_Q d\sigma = Q$ und $hQ = v$. Das Ergebnis lautet:

$$A = -\frac{1}{4\pi} H_k^2 v\,. \tag{9}$$

Seine Einsetzung in Gleichung (4) führt sogleich zu der Gleichgewichtsbedingung (3) zurück.

4. Die Berücksichtigung aber der Oberflächenschicht, in welcher $\mathfrak{B}_n$ nicht bis auf Null, sondern nur bis zu dem positiven Wert $\mathfrak{B}_n^{(s)}$ sinkt, verändert Gleichung (8) zu[25])

$$\int \mathfrak{B}_n dt = \mathfrak{B}_n^{(s)} - H_k\,, \tag{10}$$

so daß an die Stelle von Gleichung (9) tritt:

$$A = -\frac{1}{4\pi} H_k^2 v + \frac{h}{4\pi} H_k \int\limits_Q \mathfrak{B}_n^{(s)} d\sigma\,. \tag{11}$$

Nun muß man aber auch berücksichtigen, daß dieselbe Schicht pro Masseneinheit nicht die freie Energie f_s enthält, sondern $f_s + vE_s$, wobei E_s die Dichte des in ihr sitzenden magnetischen Feldes bedeutet und nach Maxwell gleich $\frac{1}{8\pi}\mathfrak{B}_n^2$, nach London gleich $\frac{1}{8\pi}\mathfrak{B}_n^2 + 2\pi\lambda i^2$ ist[26]). Als Gleichgewichtsbedingung findet man auf diesem Wege:

$$f_n - f_s = \frac{1}{8\pi} H_k^2 v + h\int\limits_Q d\sigma \left\{E_s - \frac{H_T}{4\pi}\mathfrak{B}_n^{(s)}\right\}. \tag{12}$$

Die darin liegende Abänderung von Gleichung (3) ist wegen der geringen Dicke der Schicht, innerhalb deren die Integranden von Null verschieden sind, im allgemeinen unbedeutend; bei dünnen Drähten jedoch, also bei kleinem Querschnitt Q, wird die Strecke $h = \frac{v}{Q}$ so groß, daß sie wesentlich in Betracht kommen. Gleichung (12) stimmt nicht überein mit jener

25) F. London, l. c., § 8. London übersieht aber die Notwendigkeit des in Gleichung (12) berücksichtigten Zusatzes zu f_s.

26) Statt $\mathfrak{B}$ kann man auch $\mathfrak{H}$ schreiben, da nach allgemeiner Annahme im Supraleiter $\mu = 1$ ist.

Abänderung der Gleichgewichtsbedingung, die ich aus Londons Elektrodynamik für dünne Drähte hergeleitet habe, und die sich aus dem dann abzuändernden Wert der Kraft $\mathfrak{K}_a$ in Gleichung (2) ergibt.[27])

Dieser Widerspruch hat aber seinen guten physikalischen Grund. Hier haben wir mit London die Arbeit und die Änderung der freien Energie für den Fall berechnet, daß sich der ganze Zylinder umwandelt, während die frühere Überlegung die unendlich kleine Verschiebung der Grenzfläche zwischen beiden Phasen betrachtet. Es dürfte kein Zweifel sein, daß eigentlich nur diese Betrachtung zu der richtigen Gleichgewichtsbedingung führt. Doch sei wiederholt, daß der Unterschied für dickere Zylinder fortfällt. Londons Theorie des Zwischenzustandes jedoch[28]) wird wohl, da sie ganz auf seiner Abänderung der Gleichgewichtsbedingung beruht, einer Revision bedürfen.

5. Nimmt man die Londonsche Elektrodynamik ganz wörtlich, so sind übrigens alle thermodynamischen Betrachtungen, welche an sie anschließen, mit einer Unbestimmtheit behaftet, welche ihren Wert völlig aufzuheben droht. Es können nämlich nach ihr im Supraleiter völlig ungedämpfte Schwingungen der Schwingungszahl $\frac{1}{2\pi}\Lambda^{-\frac{1}{2}}$ (was von der Größenordnung $10^{15}\,\mathrm{sec}^{-1}$ ist) stattfinden, welche keinerlei magnetische oder elektrische Felder im Außenraum verursachen, folglich ganz unbemerkbar sind, solange der Supraleiter als solcher besteht[29]). Aber sie tragen zur Energie und zum Londonschen Zusatz zum Spannungstensor bei, weil sie mit einem Leitungsstrom i verknüpft sind, und müßten daher eigentlich in alle thermodynamischen Überlegungen über Phasenänderung eingehen, bei denen, wie gezeigt, diese Energie und dieser Spannungstensor eine Rolle spielen. Da man sie sonst nicht bemerken kann, bedeutete dies für die Thermodynamik eine nicht zu beseitigende Unbestimmtheit. Alle bisherigen Bearbeitungen haben davon abgesehen.

Und wohl mit Recht. Denn die Londonsche Elektrodynamik nimmt in ihrer heutigen Durchführung, und zwar gerade bei dieser Folgerung, die Größe Λ als unabhängig an von der Frequenz elektromagnetischer Wechselfelder, obwohl wir doch wissen, daß die charakteristischen Körperkonstanten der Maxwellschen Theorie alle frequenzabhängig sind. Tatsächlich wird Λ, d. h. auch die Eindringtiefe $\beta^{-1} = c\Lambda^{1/2}$, bei elektrischen Schwingungen von der Frequenz abhängen; das muß so weit gehen, daß im Bereiche der optischen Schwingungen, denen ja die genannte Frequenz angehört, die Londonsche Theorie überhaupt nicht mehr gilt. Zum Beweis können wir uns auf die Versuche von J. G. Daunt, T. C. Keeley und K. Mendelssohn[30]) sowie von E. Hirschlaff[31]) berufen, denen zufolge der Übergang vom normal- zum supraleitenden Zustand das Reflexionsvermögen für Wärmestrahlung und sichtbares Licht nicht beeinflußt; für so schnelle Schwingungen gibt es offenbar keine Supraleitung, und so existieren die unbemerkbaren Schwingungen der Londonschen Theorie tatsächlich nicht.

Zusatz bei der Korrektur: Hier muß noch eine Veröffentlichung von R. Hilsch, Physik. Zeitschr. **40**, 592, 1939, angeführt werden, welche nachweist, daß sich die Absorption des Lichts am Sprungpunkt nicht ändert. Dies steht in vollem Einklang mit den zitierten Reflexionsmessungen und ändert daher nichts an den daraus gezogenen Schlüssen.

V. Einige neuere Versuchsergebnisse

1. Kürzlich veröffentlichten W. F. Brucksch jr., W. T. Ziegler, F. H. Horn und D. H. Andrews[32]) Versuche über den Stromdurchgang durch supraleitende Schichten von $2 \cdot 10^{-6}$ bis 10^{-4} cm Dicke und Drähte von $2{,}6 \cdot 10^{-4}$ bis $2{,}6 \cdot 10^{-2}$ cm Dicke. Sie stellten fest, daß die kritische, den Zusammenbruch der Supraleitung herbeiführende Stromstärke mit zunehmender Dicke wuchs und schließlich den für das kompakte Metall gültigen Wert annahm.

Sofern sich dieses Ergebnis nicht nur auf Schichten, sondern auch auf Drähte bezieht (der Text dieses kurzen Sitzungsberichtes spricht dies nicht klar aus), so steht dies in Einklang mit meinem früher aus der Londonschen Theorie abgeleiteten Ergebnis[33]).

Für eine ebene Schicht der Dicke $2d$ mit gleichförmiger Stromverteilung aber lautet die Lösung des Londonschen Gleichungensystems

$$\Lambda\mathfrak{H} - \beta^2\mathfrak{H} = 0\,, \quad \operatorname{div}\mathfrak{H} = 0\,, \quad \operatorname{rot}\mathfrak{H} = \frac{4\pi}{c}\mathfrak{i}\,,$$

wenn wir der Mittelebene der Schicht die Gleichung $x = 0$ geben:

$$\mathfrak{H}_z = \frac{\mathfrak{Sin}\,(\beta x)}{\mathfrak{Sin}\,(\beta d)}\,H_a\,, \quad \mathfrak{i}_y = -\frac{\beta c\,\mathfrak{Cof}\,(\beta x)}{4\pi\,\mathfrak{Sin}\,(\beta d)}\,H_a\,.$$

27) M. v. Laue, l. c. A. Gleichung (23).

28) F. London, l. c., § 9; D. Shoenberg, l. c., Kapitel IV.

29) F. London, l. c., § 5, S. 36.

30) J. G. Daunt, T. C. Keeley und K. Mendelssohn, Phil. Mag. **23**, 264, 1937.

31) E. Hirschlaff, Proc. Cambridge Phil. Soc. **33**, 140, 1937.

32) W. F. Brucksch jr., W. T. Ziegler, F. H. Horn und D. H. Andrews, Phys. Rev. **60**, 170, 1941.

33) M. v. Laue, l. c., A., S. 81/82.

Die Konstante H_a ist der Betrag der Feldstärke im Außenraum. Daraus folgt für die Kraft auf die Grenzfläche, da $\Lambda c^2\beta^2 = 1$ ist,

$$\mathfrak{K}_n = 2\pi\Lambda \mathfrak{i}_y^2 = \frac{1}{8\pi}\mathfrak{Cotg}^2(\beta d)\, H_a^2 ,$$

und für den kritischen Wert von H_a, wenn wir wieder mit H_k den kritischen Wert der Feldstärke für dicke Platten bezeichnen und $\mathfrak{K}_a = \frac{1}{8\pi} H_k^2$ setzen:

$$H_a = \mathfrak{Tg}\,(\beta d)\, H_k . \qquad (13)$$

Mit abnehmender Dicke nimmt also das kritische H_a ab, ebenso die mit ihm durch die Beziehung $J = \frac{c}{2\pi} H_a$ verknüpfte Gesamtstromstärke in Übereinstimmung mit dem Versuchsergebnis.

2. Das Gegenstück zu diesen Messungen bilden die von T. S. Appleyard, J. R. Bristow und H. London[34]), welche dünne Schichten in homogene zu ihnen parallele Magnetfelder brachten. Für diesen Fall findet sich die Integration des Londonschen Gleichungensystems schon in meiner früheren Publikation[35]); sie ergibt, daß die kritische Feldstärke H_a für die Dicke $2d$ mit H_k in der Beziehung steht

$$H_a = \mathfrak{Cotg}\,(\beta d)\, H_k ; \qquad (14)$$

sie wächst also mit abnehmendem Wert von βd.

Die Autoren, welche diese Gleichung nicht zum Vergleich mit ihren Messungen benutzen, verändern sowohl die Dicke $2d$, als auch die Temperatur T. Erhöhung der Temperatur bis zum Sprungpunkt läßt den kritischen Wert H_a zwar dauernd abnehmen, aber H_a/H_k dauernd wachsen, d. h. β nimmt ab, die Eindringtiefe zu, anscheinend bis unendlich, wenn T den Sprungpunkt erreicht. An Hand unserer Formel kann man aus der Kurve, welche sie für $H_a(T)$ an einer Quecksilberschicht von $1{,}2 \cdot 10^{-5}$ cm Dicke geben[36]), die folgenden Angaben über $\beta(T)$ entnehmen:

Tabelle

T in Kelvin-Graden	H_a/H_k	βd nach Gleichung (14)	$\beta(2{,}5)/\beta(T)$ nach Gleichung (14)	$\beta(2{,}5)/\beta(T)$ nach Appleyard
2,0	3,36	0,305	0,98	—
2,5	3,40	0,300	1,00	1,00
3,0	3,89	0,260	1,15	1,05
3,5	4,56	0,221	1,35	1,17
4,0	7,45	0,135	2,21	2,05
4,16	20,0	0,050	6,00	$< 4{,}5$

34) T. S. Appleyard, J. R. Bristow und H. London, Nature **143**, 433, 1939.

35) M. v. Laue, l. c., A., Gleichung (31), in welcher in Benutzung des Lorentzschen Maßsystems $\mathfrak{K}_n = \frac{1}{2} H_k^2$ zu setzen ist.

36) Fig. 1 l. c.

Aus $\beta d = 0{,}3$ für $T = 2{,}5$ ergibt sich die Eindringtiefe

$$\beta^{-1}(2{,}5) = 2{,}5 \cdot 10^{-5}\,\text{cm},$$

was mit allen anderen Bestimmungen der Größenordnung nach übereinstimmt.

Die Autoren selbst ermitteln $\beta(T)$ durch Vergleich von Messungen bei verschiedener Dicke. Da nämlich H_a nur von dem Produkt βd, nicht aber von diesen Argumenten einzeln abhängt, kann man, wenn man bei zwei Temperaturen T_1 und T_2 und den Dicken $2d_1$ und $2d_2$ denselben kritischen Wert H_a findet, schließen

$$\frac{\beta(T_1)}{\beta(T_2)} = \frac{d_2}{d_1} .$$

Aus der Kurve, welche sie so gewonnen haben[37]), stammen die Zahlen der letzten Kolonne der obigen Tabelle. Die beiden letzten Kolonnen stimmen einigermaßen überein.

Eine Prüfung der Gleichung (14) an der späteren, gleichartige Messungen bringenden Veröffentlichung derselben Autoren (und A. D. Miseners)[38])[39]) fällt ähnlich aus. Nach Gleichung (14) gilt für kleine Werte von βd als Näherung die Beziehung

$$\frac{H_a}{H_k} = \frac{1}{\beta d} .$$

Stellt man also $\log \frac{H_a}{H_k}$ als Funktion von $\log d$ durch eine Kurve dar, so muß sich in diesem Gebiete eine Gerade mit 45° Neigung gegen die Koordinatenachsen ergeben. Tatsächlich ergibt sich in der Fig. 6 der genannten Autoren auch eine Gerade, aber ihr Neigungswinkel ist arc tg 1,2, was der Gleichung

$$\frac{H_a}{H_k} = \frac{1}{(\beta d)^{1{,}2}}$$

entspricht. Ein Versagen der Theorie, sofern es weitere Messungen bestätigen, müßte man wohl auf die Unrichtigkeit der Zusatzspannungen

37) Fig. 2 l. c.

38) E. T. S. Appleyard, J. R. Bristow, H. London und A. D. Misener, Proc. Roy. Soc. **172**, 540, 1939. Die Theorie, welche diese Autoren auf Seite 554 u. f. prüfen, knüpft an Gedankengänge an ähnlich denen von Abschnitt IV, 4. Die Prüfung befriedigt nicht.

39) Die Autoren zitieren aus meiner Veröffentlichung A die Gleichung (32), welche unter Verbesserung eines Druckfehlers lautet:

$$\frac{H_a}{H_k} = 1 + 2\,e^{-2\beta d} .$$

Dies ist aber eine aus Gleichung (14) gewonnene Näherung für große Werte von βd und für den Bereich der hier besprochenen Beobachtungen gar nicht anwendbar, so daß man sich über ihr Versagen nicht zu wundern braucht.

zurückführen, welche die Londonsche Elektrodynamik einführt.

3. Übereinstimmung mit unserer Theorie aber findet D. Shoenberg bei Versuchen über das magnetische Moment kolloidaler, supraleitender Quecksilberkugeln[40]) in einem homogenen Felde der Stärke H_0. Bedeutet R den Kugelradius, so ergibt sich aus meiner früheren Veröffentlichung[41]) für das Moment a die Gleichung:

$$\frac{a}{R^3} = H_0\left(1 - \frac{\frac{3}{2}F'(\beta R)}{\frac{F(\beta R)}{\beta R} + F'(\beta R)}\right),$$

oder mit

$$F(\varrho) = \mathfrak{Cof}\,\varrho - \frac{\mathfrak{Sin}\,\varrho}{\varrho}$$

$$\frac{a}{R^3} = -\frac{1}{2}H_0\left(1 - 3\,\frac{\mathfrak{Cof}\,(\beta R) - \frac{\mathfrak{Sin}\,(\beta R)}{\beta R}}{\beta R\,\mathfrak{Sin}\,(\beta R)}\right).$$

Das zweite Glied der Klammer verschwindet für sehr große Werte βR, ist sonst positiv und wird für kleine Werte von βR gleich $1 - \frac{1}{15}(\beta R)^2$, so daß

$$\frac{a}{R^3} = -\frac{1}{30}(\beta R)^2 H_0 \qquad (15)$$

wird. Indem er bei gleichem R und H_0 für zwei Temperaturen T_1 und T_2 das Moment a bestimmt, kann der Autor $\frac{\beta_{T_1}}{\beta_{T_2}}$ berechnen und findet dabei eine überraschende Übereinstimmung mit den unter 2. zitierten Ergebnissen von Appleyard, Bristow und London. Allerdings betrifft diese Prüfung nicht den Zahlenfaktor der Gleichung (15). Dazu gehörte vielmehr noch eine Bestimmung des Radius R, welche der Autor nicht vorgenommen hat.

4. Eine gewisse Schwierigkeit für die Theorie liegt in den Versuchen, welche dem Einfluß einer elastischen Beanspruchung auf den Übergang von der Normal- zur Supraleitung feststellen[42]). Für unbeanspruchte Körper ist doch die Sprungtemperatur (ohne Magnetfeld) festgelegt durch die Gleichung $f_n(T) = f_s(T)$. Bei isothermer Deformation mit den Deformationskomponenten $e_{xx} = e_1, \ldots e_{yz} = e_4 \ldots$ ändert sich die freie Energie f eines beliebigen Körpers um den additiven Zusatz $\sum_1^6 \sum_1^6 c_i c_k e_i e_k$, in welchem die c_k die elastischen Konstanten sind. Aus der Verschiebung der Sprungtemperatur muß man also auf Unterschiede dieser Konstanten in den beiden Phasen schließen. Andererseits haben direkte Messungen der Elastizität bisher Gleichheit für beide Phasen ergeben[43]). Und auch die thermodynamische Theorie, sofern sie überhaupt für elastisch gespannte Körper gelten soll, muß Gleichheit der spezifischen Volumina, auch im Falle solcher Beanspruchung, voraussetzen; sonst ist sie überhaupt nicht durchführbar[44]). Hier besteht noch eine Unklarheit, die nur durch weitere Forschung zu beheben ist.

Sonst aber geben F. Londons Elektrodynamik und die von Gorter und Casimir begründete Thermodynamik der Supraleitung doch viele Beobachtungen wenigstens qualitativ befriedigend wieder.

VI. Der Zwischenzustand

1. Bringt man einen Körper, dessen Temperatur unter dem Sprungpunkt liegt, in ein allmählich wachsendes Magnetfeld, so bricht bekanntlich die Supraleitung in dem Augenblick zusammen, in welchem die Feldstärke auch nur an einem Punkte der Oberfläche den kritischen Wert H_k überschreitet. Das erklärt die Thermodynamik des Übergangs, wie man deutlich aus meiner schon zitierten Darstellung ersieht, dadurch, daß an der Oberfläche gegen leeren Raum oder ein Dielektrikum, wenn die Supraleitung bestehen soll, die Ungleichung[45])

$$f_n - f_s \geqq \frac{1}{8\pi}H^2 v$$

erfüllt sein muß. Man hört nun oft die Erwartung aussprechen, daß der Übergang zur Normalleitung zunächst nur in einer Schale eintrete, während ein supraleitender Kern übrigbleibe. Tatsächlich tritt statt dessen im ganzen Körper der Zwischenzustand ein, d. h. Aufsplitterung in viele mikroskopisch kleine, abwechselnd supra- und normalleitende Bereiche.

Aber dafür gibt jene thermodynamische Darstellung den Grund. An einer Grenzfläche zwischen Supra- und Normalleiter muß nämlich Punkt für Punkt die Gleichung

$$f_n - f_s = \frac{1}{8\pi}H^2 v$$

40) D. Shoenberg, Nature **143**, 434, 1939.

41) Siehe die Gleichungen B (26) und (27) sowie (23). Dieselbe Lösung für das Gleichungensystem der Londonschen Elektrodynamik hatte übrigens, wie mir damals nicht bekannt war, F. London selbst in der Physica **3**, 450, 1936 gegeben.

42) W. J. de Haas und M. Kinoshita, Comm. Leiden 187b, 1927.

43) N. E. Alekseyevski, Journ. of phys. **3**, 443, 1940; G. J. Sizoo und H. Kamerlingh-Onnes, Comm. Leiden 180b, 1925; G. J. Sizoo, W. J. de Haas und H. Kamerlingh-Onnes, Comm. Leiden 180c, 1926.

44) Siehe dazu M. v. Laue, l. c. A, § 2.

45) Siehe daselbst die Ungleichung A (11) im Gegensatz zu Gleichung A (10).

erfüllt sein, d. h. es muß H überall den kritischen Wert H_k haben, und diese Bedingung ist, wie schon früher betont[46]), nach den Gesetzen des magnetischen Feldes unerfüllbar. Soll z. B. die normalleitende Schale den Kern ganz umschließen, so gibt es auf der Grenzfläche notwendig zwei Punkte mit fast verschwindendem H, da doch die Induktionslinien in jenen Kern kaum eindringen (drängen sie gar nicht ein, so wäre an den Teilungspunkten des Kraftliniensystems H genau gleich Null). Aber auch, wenn man den supraleitenden Kern im allgemeinen bis an den leeren Raum reichend denkt und die normalleitende Schale nur als einen ihn umgebenden Ring; kann man keine Grenzfläche so ziehen, daß die Bedingung $H = H_k$ überall längs der Grenzfläche erfüllt wäre (siehe den Anhang).

Der Zwischenzustand tritt also ein, weil ein massiver supraleitender Kern in normalleitender Schale nicht der thermodynamischen Gleichgewichtsbedingung und zudem den Gesetzen des magnetischen Feldes genügen kann.

2. Nun haben L. Schubnikov und J. Nachutin[47]) diesen Versuch mit einer Kugel gemacht und nach Eintritt des Zwischenzustandes den elektrischen Widerstand erstens in Richtung des äußeren Feldes und zweitens in einer Richtung senkrecht dazu gemessen. Während sich im zweiten Fall der Widerstand messen ließ, blieb er im ersten unmeßbar klein, solange der Zwischenzustand noch nicht ganz in den normalleitenden übergegangen war. Man hat danach den Eindruck, daß die supraleitenden Bereiche (wenn nicht alle, so doch zum großen Teil) die Form von Nadeln parallel zur Feldstärke haben.

Auch dies läßt sich leicht verstehen. Ein supraleitender Zylinder, gleichviel von welcher Querschnittsform, ist dem longitudinalen Felde gegenüber weit stabiler, als einem Felde, dessen Richtung zu ihm schräg oder gar senkrecht steht. In jenem bleibt er supraleitend bis zur Feldstärke H_k, in diesem aber springt er schon bei kleinerem H um, weil er ja dieses Feld deformiert und so an einigen Stellen seiner Oberfläche verstärkt. Dies gilt schon, wenn die Querschnittsabmessungen gegen die Eindringtiefe groß sind. Es verstärkt sich noch, wenn dem nicht mehr so ist, wie man, wenigstens für kreisförmigen Querschnitt, an Hand der von mir für das longitudinale und das transversale Feld aufgestellten Formeln nachweisen kann[48]). Denn beim longitudinalen Felde nimmt die kritische Feldstärke mit abnehmendem Radius zu, beim transversalen hingegen ab. Auch gegenüber der Kugel ist der dem Feld parallele Zylinder durch Stabilität bevorzugt, da für diese bei relativ großem Radius der kritische Wert gleich $\frac{2}{3} H_k$ ist. Mit abnehmendem Radius freilich nimmt der kritische Wert zu, sogar stärker als beim Zylinder, erreicht aber erst für sehr kleine Radien denselben Wert wie für den Zylinder des gleichen Radius.

Nach Gleichung (23) meiner Veröffentlichung A ist nämlich für den Zylinder im longitudinalen Feld der kritische Wert

$$H_0 = \frac{J_0(\mathrm{i}\beta R)}{-\mathrm{i} J_1(\mathrm{i}\beta R)} H_k ,$$

($J_0(x)$ und $J_1(x)$ sind Besselsche Funktionen), und nach Gleichung (29) in der Veröffentlichung B[49]) gilt für die Kugel

$$H_0 = \frac{2}{3}\left(\frac{F'(\beta R)}{F(\beta R)} + \frac{1}{\beta R}\right) H_k ,$$

$$F(\varrho) = \operatorname{Cot}\varrho - \frac{\operatorname{Cin}\varrho}{\varrho} .$$

Im Grenzfall, daß βR klein gegen 1 ist, gehen beide Formeln über in

$$H_0 = \frac{2}{\beta R} H_k .$$

Natürlich wird man nicht behaupten dürfen, daß im Zwischenzustand die „Nadeln" wirklich alle kreisförmigen Querschnitt haben. Sofern es aber bei solchen qualitativen Überlegungen auf die Form nicht so genau ankommt, findet die Beobachtung von Schubnikov und Nachutin auf diese Art ihre Erklärung. Die Endflächen der Nadeln müssen wohl an den leeren Raum, nicht an normalleitende Bereiche grenzen.

VII. Mathematischer Anhang

Unter VI, 1 behaupteten wir: Es ist unmöglich, die Grenzfläche F eines Supraleiters den folgenden Bedingungen anzupassen:

1. Der eine Teil von F — wir nennen ihn F_1 — grenzt an leeren Raum, der andere Teil, F_2, an die normalleitende Phase.
2. In einem Magnetfeld, dessen Feldstärke $\mathfrak{H}$ im Unendlichen nicht verschwindet, hat $\mathfrak{H}$ überall auf F_2 den konstanten Betrag H_k.

46) M. v. Laue, l. c. A, § 5.

47) L. Schubnikow und J. Nachutin, Shurn. exper. i. teor. fisiki **7**, 566, 1937. Ich zitiere diese Arbeit, die mir selbst nicht zugänglich war, nach K. M. Koch, l. c.

48) M. v. Laue, l. c. A; siehe Gleichung (23) oder ihre Näherung Gleichung (24) für das longitudinale, Gleichung (25) oder ihre Näherung Gleichung (26) für das transversale Feld.

49) Man hat in dieser Gleichung für $\mathfrak{H}_n$ den Wert $\frac{1}{2} H_k^2$ und $\vartheta = \frac{1}{2}\pi$ einzusetzen.

Wir beweisen dies unter Vernachlässigung der Eindringtiefe des Magnetfeldes in den Supraleiter zunächst für den zweidimensionalen Fall. In ihm wird F zu einer Kraftlinie des Potentialfeldes. Die Potentialfunktion φ ist außerhalb des Supraleiters überall analytische Funktion der Koordinaten x und y, hat zudem im Endlichen keine Pole. Nun müssen die Kurvenstücke F_1 und F_2 ohne Spitzen oder Ecken aneinanderstoßen, weil nach allgemeinen Potentialsätzen an solchen Stellen die Feldstärke null oder unendlich würde, also nicht den vorgeschriebenen Wert H_k hätte. Deshalb nehmen wir die ganze Kurve F als analytische Kurve an, d. h. in der Parameterdarstellung $x = x(s)$ und $y = y(s)$ treten zwei analytische Funktionen von s auf. Dann aber ist längs F auch $H^2 = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)^2$ analytische Funktion von s, folglich, wenn auf F_2 gleich H_k^2, so auch auf F_1. Irgendwo auf F_1 aber müssen die Stellen liegen, an welchen sich das Kraftliniensystem, das ja aus dem Unendlichen ins Unendliche führt, teilt, und dort wird $H = 0$. Dieser Widerspruch beweist die behauptete Unmöglichkeit.

Dieser Beweis läßt sich leicht aufs Dreidimensionale ausdehnen. Von der Fläche F setzen wir aus denselben Gründen, wie oben bei der Kurve F, voraus, daß sie als Ganzes die Parameterdarstellung $x = x(s, t)$, $y = y(s, t)$, $z = z(s, t)$ mit drei analytischen Funktionen zuläßt. Dann ist auf ihr auch H^2 analytische Funktion der Parameter s und t, folglich überall auf F konstant, wenn dies für den Teil F_2 gilt. Auf F_1 aber muß es Kurven geben (die sich in Sonderfällen auf einen Punkt zusammenziehen), in denen sich das Kraftliniensystem teilt, so daß $H = 0$ wird. Wir kommen somit auf denselben Widerspruch.

Für mikroskopisch kleine Supraleiter oder mikroskopisch dünne Nadeln gilt dieser Beweis nicht, weil dann die Vernachlässigung der Eindringtiefe einen erheblichen Fehler bedeutet.

Berlin-Dahlem, Max-Planck-Institut, März 1942.

(Eingegangen 20. März 1942)

Messung der Dielektrizitätskonstanten und des Verlustfaktors dielektrischer Stoffe bei einer Wellenlänge von 14 cm mittels Hohlraumresonatoren

Von F. Borgnis

Inhalt

I. Einleitung.
II. Theoretischer Teil.
1. Zusammenhang zwischen Verstimmung und DK der Probe.
2. Zusammenhang zwischen Dämpfungsänderung und Verlustfaktor.
III. Experimenteller Teil.
1. Meßapparatur.
2. Bestimmung der Dielektrizitätskonstante.
3. Bestimmung des Verlustfaktors.
4. Meßergebnisse und allgemeine Bemerkungen.
IV. Zusammenfassung.

I. Einleitung[1])

Wird ein kreiszylindrischer Hohlraumresonator (Radius R) mit einer Wellenlänge $\lambda = 2{,}61 \cdot R$ erregt, so bildet sich darin ein elektromagnetischer Schwingungszustand aus, der in axialer Richtung nur ein elektrisches Feld E_z, in zirkularer Richtung nur ein magnetisches Feld H_φ aufweist. Das elektrische Feld ist dabei in axialer Richtung nach Größe und Phase konstant; die Größe ist allein eine Funktion des laufenden Radius r, dergestalt, daß die Feldstärke von ihrem Höchstwert in der Zylinderachse ($r = 0$) stetig nach dem Zylindermantel zu abnimmt, um am Mantel selbst ($r = R$) Null zu werden. Dieser Schwingungszustand wird als elektrische Grundschwingung bezeichnet[2]). Bringt man zentrisch in einen solchen Hohlraum einen dünnen, homogenen Stab (Radius ϱ) aus dielektrischem Material hinein, der über die ganze Länge l des Zylinders reicht (Fig. 1), so zeigt die theoretische Behandlung[3]), daß der Charakter der Feldverteilung im Vergleich zum „leeren" Hohlraum ungeändert bleibt; es ändert sich nur die radiale Abhängigkeit der Feldstärken $E_z(r)$ und $H_\varphi(r)$. Der Probestab wird demnach über seine ganze Länge von einem gleichphasigen und, wenn der Stab nicht zu dick ist ($\varrho \ll R$), praktisch homogenen elektrischen Feld durchsetzt. Durch die von $\varepsilon = 1$ abweichende Dielektrizitätskonstante der Probe wird die Resonanzwellenlänge des Hohlraums

1) Vgl. auch F. Borgnis, Naturwiss. **29**, 516, 1941.
2) F. Borgnis, Hochfr.-Techn. u. Elektroak. **54**, 121, 1939.
3) F. Borgnis, Hochfr.-Techn. u. Elektroak. **59**, 22, 1942.

erhöht. Aus der gemessenen Verstimmung gegenüber dem leeren Hohlraum läßt sich in einfacher Weise die DK der Probe berechnen. Durch die dielektrischen Verluste in der Probe wird die Dämpfung des Hohlraums vergrößert; aus der

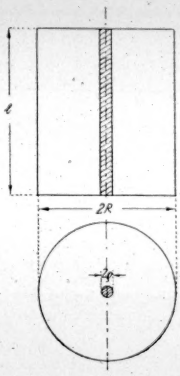

Fig. 1. Anordnung der stabförmigen Probe (Durchmesser 2ϱ) im Meßhohlraum (Durchmesser $2R$, Länge l).

gemessenen Vermehrung der Dämpfung ermittelt sich aus einer einfachen Beziehung der Verlustfaktor $\operatorname{tg}\delta$ der Probe.

Der zur Verwendung gelangende Hohlraum muß nicht unbedingt kreiszylindrisch sein, es kann ein zylindrischer Hohlraum beliebigen, beispielsweise rechteckigen Querschnitts Verwendung finden. Jedoch erweist sich gerade die kreiszylindrische Form aus theoretischen und experimentellen Gründen als besonders zweckmäßig.

Der Vorzug der geschilderten Anordnung zur Bestimmung der DK und des Verlustfaktors dielektrischer Stoffe im cm-Wellenbereich besteht darin, daß sie einer exakten theoretischen Behandlung zugänglich ist, die zu einfach gebauten Beziehungen führt; die Probe wird über ihre ganze Länge von einem homogenen elektrischen Feld durchsetzt, Randstörungen und Fremdfeldeinflüsse sind praktisch ausgeschaltet.

Diese Vorteile dürften die Anordnung insbesondere gegenüber der mehrfach verwendeten Methode auszeichnen, die von einem Hohlleiter Gebrauch macht, in welchem z. B. nächst einer metallischen Abschlußplatte eine ebene Scheibe aus dem zu untersuchenden Material angeordnet ist. Aus Lage und relativem Verhältnis der Maxima und Minima des Feldes längs der Achse des Hohlleiters wird dort auf die Werte von ε und $\operatorname{tg}\delta$ geschlossen[4]). Die in einem solchen Hohlleiter erregten Wellen sind an der Grenzfläche Probe-Luft Reflexionen unterworfen. Setzt man hierfür die Feldgleichungen an unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen der Tangentialkomponenten des elektrischen und magnetischen Feldes an dieser Grenzfläche, so zeigt sich, daß man in der Probe im allgemeinen kein homogenes Feld mehr erhält. Die Außerachtlassung dieses Umstandes[5]) birgt die Gefahr fehlerhafter Ergebnisse in sich; ob ein solcher Fehler unter Umständen vernachlässigbar klein ist, muß eine Abschätzung zeigen, die zu relativ weitläufigen Rechnungen führt.

4) S. Roberts und A. v. Hippel, Phys. Rev. **57**, 1056, 1940; G. Fejer und P. Scherrer, Helvet. Phys. Acta **14**, 141, 1941.

II. Theoretischer Teil

1. Zusammenhang zwischen Verstimmung und DK der Probe

Der genannte Zusammenhang kann aus einer elementaren Ableitung gewonnen werden, die naturgemäß keinen Anspruch auf Strenge erheben kann. Die strenge Herleitung findet sich bei der theoretischen Behandlung des Zweischichtenhohlraums[3]). Wir betrachten den Hohlraumresonator in dem in Frage stehenden Schwingzustand als Schwingkreis, dessen Ersatzkapazität aus dem elektrischen Energieinhalt und dessen Ersatzinduktivität aus dem magnetischen Energieinhalt angegeben werden kann[2]). Bezogen auf die maximale, längs der Hohlraumachse herrschenden Spannung erhält man für die dynamische Ersatzkapazität[6])

$$C_d = 0{,}269\,\frac{R^2\pi\varepsilon_0}{l}\,. \qquad (1)$$

Durch das zentrische Einbringen der Probe mit $\varepsilon > 1$ wird, da für $r = 0$ das magnetische Feld Null ist, praktisch nur die dynamische Kapazität geändert. Für einen dünnen Stab mit dem Radius ϱ ($\varrho \ll R$) kann das elektrische Feld als gleichmäßig über den Querschnitt verteilt angesehen werden; die Kapazitätsvergrößerung durch eine zylindrische Probe an der Stelle $r = 0$ ist demnach

$$\Delta C_d = (\varepsilon - 1)\,\frac{\varrho^2\pi\varepsilon_0}{l}\,. \qquad (2)$$

Für den Ersatzschwingkreis gilt die „Resonanzbedingung"

$$\omega^2 L_d C_d = \text{const}\,. \qquad (3)$$

5) Zum Beispiel H. R. L. Lamont, Phil. Mag. **29**, 521, 1940; **30**, 1, 1940; im II. Teil der erstgenannten Untersuchung sind die Grenzbedingungen nicht richtig angesetzt (Verschiedenheit von k in Luft und im Dielektrikum!).

6) ε_0 Dielektrizitätskonstante des leeren Raums, im praktischen Maßsystem $= 0{,}886 \cdot 10^{-13}$.

Die Frequenzänderung $\Delta\omega$ bei einer Änderung von C um ΔC folgt durch Differentiation von Gleichung (3) aus

$$2\omega L_d C_d \cdot \Delta\omega + \omega^2 L_d \cdot \Delta C_d = 0$$

oder

$$-\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{2}\frac{\Delta C_d}{C_d} = \frac{1}{2\cdot 0{,}269}(\varepsilon - 1)\left(\frac{\varrho}{R}\right)^2 .$$

Hieraus

$$\varepsilon - 1 = 0{,}538\left(\frac{R}{\varrho}\right)^2 \frac{\Delta\lambda}{\lambda} . \qquad (4)$$

Aus der durch das Einbringen der Probe mit dem Radius r und der DK ε hervorgerufenen relativen Änderung der Resonanzwellenlänge $\Delta\lambda/\lambda$ erhält man mittels Gleichung (4) den Wert von ε. Die Beziehung (4) ist mit dem Ergebnis der strengen Behandlung des Problems identisch[3]).

2. Zusammenhang zwischen Dämpfungsänderung und Verlustfaktor

Q sei die (im wesentlichen durch die Oberflächenströme längs den Begrenzungswänden des Hohlraums bedingte) Verlustleistung, W der Gesamtinhalt an elektromagnetischer Energie; dann ist die Dämpfung d gegeben durch[7])

$$d = \frac{Q}{\omega W} . \qquad (5)$$

Die Probe erhöht die Verlustleistung Q im Hohlraum durch ihre dielektrischen Verluste um ΔQ, den Energieinhalt durch die zusätzlich erzeugte Polarisation um ΔW; die Dämpfung steigt daher gegenüber dem leeren Hohlraum auf den Wert

$$d' = \frac{Q + \Delta Q}{(\omega + \Delta\omega)(W + \Delta W)} . \qquad (6)$$

Aus Gleichung (5) und (6) erhält man, wenn man $\Delta\omega/\omega$ und $\Delta W/W$ als kleine Größe ansieht[8]),

$$(d' - d)\,\omega W = \Delta Q - (Q + \Delta Q)\left(\frac{\Delta\omega}{\omega} + \frac{\Delta W}{W}\right)$$

$$= \Delta Q + (Q + \Delta Q)\frac{\Delta\omega}{\omega} .$$

Setzt man voraus, daß ΔQ mindestens von gleicher Größenordnung wie Q ist – dies läuft darauf hinaus, daß bei der Messung der Radius ϱ der zu untersuchenden Probe so gewählt wird, daß die Dämpfungsänderung mindestens von gleicher Größenordnung wie die ursprüngliche Dämpfung des leeren Hohlraums ist –, so kann der Term mit $\Delta\omega/\omega$ vernachlässigt werden, und es gilt

$$\Delta Q = \omega W (d' - d) . \qquad (7)$$

Herrscht längs der Achse des Hohlraums die (effektive) Feldstärke E_0 und ist σ die Leitfähigkeit der Probe, so ist die Verlustleistung über die gesamte zylindrische Probe mit dem Radius ϱ ($\varrho \ll R$) und der Länge l gegeben durch

$$\Delta Q = \sigma E_0^2 \varrho^2 \pi l . \qquad (8)$$

Der Verlustfaktor ist für ein homogenes Material definiert durch

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon\varepsilon_0} . \qquad (9)$$

Aus Gleichung (7) und (8) folgt

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{d' - d}{\varepsilon\varepsilon_0}\,\frac{W}{E_0^2\varrho^2\pi l} . \qquad (10)$$

Die Verteilung des elektrischen Feldes über den Querschnitt ist durch die Besselsche Funktion nullter Ordnung gegeben[2]):

$$E = E_0 \cdot J_0(kr) \quad \text{mit} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} .$$

Damit ergibt sich für den gesamten Energieinhalt

$$W = \varepsilon_0 \int_0^R E_0^2 J_0^2(kr) \cdot 2\pi r\,dr \cdot l$$

und mit Ausführung der Integration unter Berücksichtigung, daß $J_0(kR) = 0$, da das Feld am Zylindermantel verschwindet,

$$W = \varepsilon_0 E_0^2 \pi l R^2 J_1^2(kR) . \qquad (11)$$

Aus Gleichung (10) erhält man

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{d' - d}{\varepsilon\varepsilon_0} \cdot \frac{\varepsilon_0 E_0^2 \pi l R^2 J_1^2(kR)}{E_0^2 \varrho^2 \pi l}$$

oder

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{J_1^2(kR)}{\varepsilon}\left(\frac{R}{\varrho}\right)^2 (d' - d) . \qquad (12)$$

$kR = 2{,}405$ ist die erste Nullstelle von J_0; $J_1(2{,}405) = 0{,}519$. Damit folgt

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{0{,}269}{\varepsilon}\left(\frac{R}{\varrho}\right)^2 (d' - d) . \qquad (13)$$

Aus der gemessenen Änderung der Dämpfung $(d' - d)$ des Hohlraums mit Probe gegenüber dem Hohlraum ohne Probe bestimmt sich mittels Gleichung (13) der Verlustfaktor $\operatorname{tg}\delta$, wobei, wie oben bemerkt, bei Anwendung von Gleichung (13) darauf zu achten ist, daß $(d' - d)$ in der Größenordnung von d oder darüber liegt. Vorausgesetzt ist weiterhin, gemäß der Herleitung von Gleichung (13), daß die Verluste in der Probe auf einem reinen Volumeneffekt beruhen.

7) F. Borgnis, Ann. d. Phys. (V) **35**, 359, 1939.

8) Es gilt: $-\Delta\omega/\omega = \Delta W/2W$. Die Änderung von Q, die von der Veränderung der magnetischen Feldverteilung durch die Probe herrührt, wird vernachlässigt.

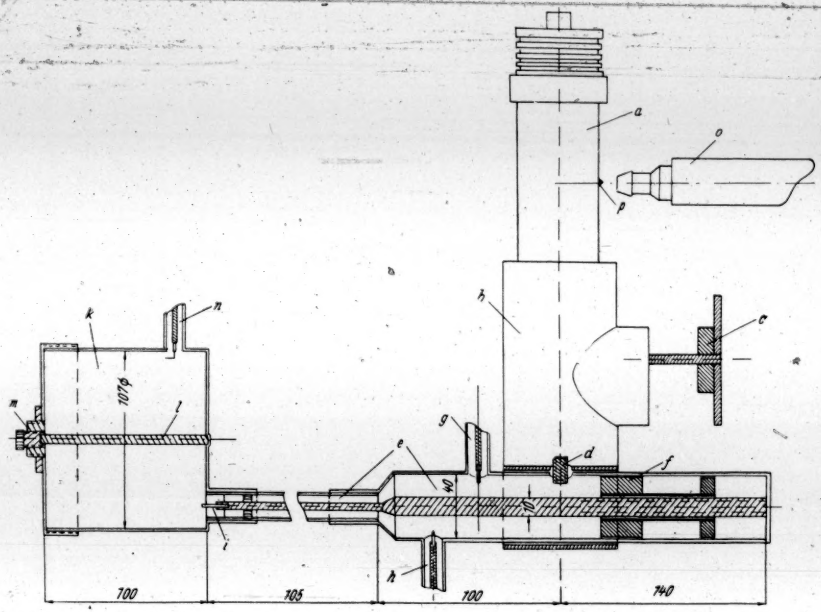

Fig. 2. Meßapparatur. *a* Resotankröhre, *b* Abstimmhohlraum, *c* Triebknopf, *d* Koppelstift, *e* Übertragungsleitung, *f* verschiebbarer Abschlußkolben, *g* zur Energiekontrolle, *h* zur Wellenlängenkontrolle, *i* Koppelstift, *k* Meßhohlraum, *l* Probe, *m* Zentriervorrichtung, *n* zum Meßdetektor, *o* zum Kathetometer, p Abstimmarke.

III. Experimenteller Teil

1. Meßapparatur (Fig. 2)

Um bei den geringen Dämpfungen von Hohlraumresonatoren (Größenordnung $< 10^{-4}$) Resonanzkurven bei cm-Wellen mit genügender Sicherheit aufnehmen zu können, ist vor allem ein Generator mit entsprechend hoher Frequenzkonstanz notwendig. Als solcher wurde eine Resotankröhre der Firma Julius Pintsch KG., Berlin[9]) verwendet, die allen Anforderungen in dieser Hinsicht entsprach.

Die mittlere erzeugte Wellenlänge beträgt 14 cm, durch einen Abstimmhohlraum kann die Wellenlänge in einem gewissen Bereich verändert werden. Die Hochfrequenz wird über eine konzentrische Leitung dem Meßhohlraum zugeführt. Letzterer besteht aus einem kreiszylindrischen gedrückten Messingtopf (versilbert) von 107 mm Durchmesser ($\lambda = 14$ cm) und 100 mm Höhe. Der Verschlußdeckel ist mittels Gewinde aufgeschraubt und überlappt den Topf um etwa 10 mm. Zum Haltern und Zentrieren der Probestäbe ist am Deckel eine entsprechende Vorrichtung angebracht. Die Veränderung der Ankopplung wird durch eine Schraube am Ende des Innenleiters der Übertragungsleitung vorgenommen, die mehr oder weniger in axialer Richtung verstellt werden kann. Auf der Übertragungsleitung befindet sich je eine Ankopplung für einen Detektor, durch den die Energiekonstanz bei Veränderung der Wellenlänge beobachtet werden kann, sowie einen Kontrollwellenmesser (ebenfalls in Form einer konzentrischen Leitung), durch den die Änderung der Wellenlänge gemessen wird. Zur Aufnahme der Resonanzkurven dient ebenfalls ein Detektor, der aperiodisch durch einen in den Hohlraum etwas hineinragenden Stift angekoppelt ist. Als Detektoren wurden die von der Firma Julius Pintsch entwickelten Patronendetektoren verwendet, als Anzeigeinstrument diente ein Multiflex-Galvanometer mit einem Widerstand von 38 Ohm.

9) S. A. Allerding, W. Dällenbach, W. Kleinsteuber, Hochfr.-Techn. u. Elektroak. **51**, 6, 1938.

Eine Untersuchung der Detektoren durch Abtasten einer sinusförmigen Spannungsverteilung längs einer konzentrischen Leitung zeigt, daß dieselben unter den herrschenden Versuchsbedingungen mit genügender Genauigkeit quadratisch arbeiten.

Die ganze Meßanordnung stellt eine Mehrzahl von gekoppelten Systemen dar; es ist daher besonderes Augenmerk darauf zu richten, daß die aufgenommenen Resonanzkurven des Hohlraums nicht durch Koppelerscheinungen mit der Übertragungsleitung verfälscht werden sowie darauf, daß die durch die Übertragungsleitung in den Hohlraum eingekoppelte Dämpfung möglichst gering ist. Durch eingehende Vorversuche wurde die günstigste Anordnung ermittelt, die eine einwandfreie und möglichst schwache Ankopplung mit einer zur Durchführung der Messung ausreichenden Energie verbindet.

2. Bestimmung der Dielektrizitätskonstante

Die DK der Probe wird nach Gleichung (4) aus der relativen Verstimmung $\Delta\lambda/\lambda$ der Resonanzwellenlänge des Hohlraums mit Probe gegenüber dem leeren Hohlraum bestimmt. Die Veränderung der Wellenlänge geschieht dadurch, daß das Rohr durch einen am Abstimmhohlraum befindlichen Triebknopf in vertikaler Richtung gegen den Abstimmhohlraum bewegt wird. Mit einem Kathetometer wird die Höhenänderung einer mit dem Rohr fest verbundenen Marke gemessen. Die Änderung der Wellenlänge steht durch eine Eichkurve in eindeutigem Zusammenhang mit der Lage der Marke. In Fig. 3 ist ein Stück der Eichkurve wiedergegeben. Bei der empfindlichsten benutzten Vergrößerung

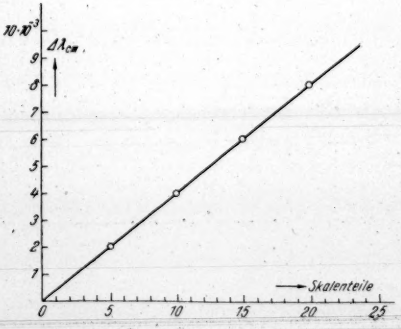

Fig. 3. Ein Stück der Eichkurve, die den Zusammenhang zwischen der absoluten Wellenlängenänderung $\Delta\lambda$ und der am Kathetometer abgelesenen Stellung der Marke in Skalenteilen wiedergibt.

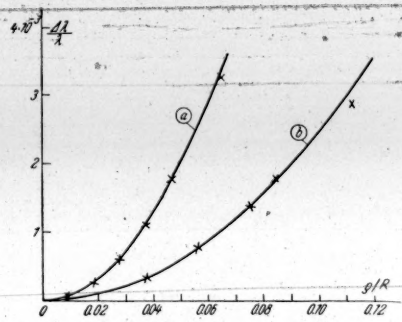

Fig. 4. Abhängigkeit der relativen Änderung $\Delta\lambda/\lambda$ der Resonanzwellenlänge des Hohlraums mit Probe gegenüber dem leeren Hohlraum vom „reduzierten" Radius ϱ/R der Probe für Calit (*a*) und Trolitul (*b*). Die ausgezogenen Kurven sind nach Gleichung (4) mit dem Mittelwert von ε aus den Messungen bei verschiedenem ϱ/R einer Probe berechnet ($\varepsilon = 5{,}3$ für Calit, $= 2{,}32$ für Trolitul). × Meßpunkte.

(etwa 100) entspricht die Ablesegenauigkeit einer Wellenlängenänderung von etwa $2 \cdot 10^{-4}$ cm, d. h. bei $\lambda = 14$ cm einem $\Delta\lambda/\lambda$ von etwa $1{,}4 \cdot 10^{-5}$.

Zur Prüfung der theoretischen Beziehung (4) wurden Probestäbe aus gleichem Material mit verschiedenen Querschnitten gemessen. Nach Gleichung (4) gilt

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1{,}86\,(\varepsilon - 1)\left(\frac{\varrho}{R}\right)^2 \qquad (14)$$

d. h. bei festem Hohlraumradius R nimmt die relative Verstimmung quadratisch mit dem Durchmesser 2ϱ der Probe zu. In Fig. 4 ist als Beispiel das Ergebnis für Stäbe aus Trolitul und Calit aufgezeichnet. Die theoretische Parabel wurde mit dem Mittelwert von ε aus den verschieden dicken Proben nach Gleichung (14) berechnet. Wie man sieht, besteht eine sehr gute Übereinstimmung. Die stillschweigende Voraussetzung, daß sich der Wert von ε innerhalb des kleinen, bei der Messung benötigten Wellenlängenbereiches von einigen Prozenten praktisch nicht ändert, dürfte als erfüllt angesehen werden.

Die Übereinstimmung des theoretischen Kurvenverlaufes in Fig. 4 mit den Meßergebnissen bestätigt zunächst die Richtigkeit der Abhängigkeit von ϱ/R in Gleichung (4). Zur Prüfung des „absoluten" Wertes von ε — d. h. des Zahlenfaktors 0,538 in Gleichung (4) — wurde die Resonanzwellenlänge einer konzentrischen, beiderseits abgeschlossenen Lecherleitung gemessen, die mit dem zu untersuchenden Material gänzlich ausgefüllt war. Die Resonanz-

länge l der Lecherleitung steht dabei mit der auf Luft bezogenen Resonanzwellenlänge in der Beziehung $l = \lambda/\sqrt{\varepsilon}$. Die Länge l wurde auf Grund der mit dem Hohlraum erhaltenen Meßergebnisse so gewählt, daß eine Resonanzwellenlänge in der Umgebung von 14 cm zu erwarten war. Man erhält bei Trolitul $\varepsilon = 2{,}32$ (Hohlraum), $\varepsilon = 2{,}26$ (Lecherleitung)[10], bei Preßbernstein $\varepsilon = 2{,}30$ (Hohlraum), $\varepsilon = 2{,}30$ (Lecherleitung). Auf Grund dieser Übereinstimmung dürfte die Gültigkeit der Gleichung (4) in jeder Hinsicht sichergestellt sein.

Kleine Exzentrizitäten oder Neigungen der Probe zur Zylinderachse machen sich, wie der Versuch zeigt, kaum störend bemerkbar; auch die Sauberkeit der Oberfläche (abgesehen von Wasserhäuten!) ist von unbedeutendem Einfluß auf die Meßergebnisse.

3. Bestimmung des Verlustfaktors

Hierzu ist die Aufnahme der Resonanzkurve des Hohlraums einmal mit und einmal ohne Probe nötig. Die Dämpfung d ist unter der Voraussetzung, daß die Resonanzkurve mit einem quadratisch arbeitenden Detektor aufgenommen wird, gleich der relativen Halbwertsbreite.

Die aufgenommenen Resonanzkurven sind symmetrisch; für den leeren Hohlraum ergeben sich Dämpfungswerte, die der theoretisch berechneten Dämpfung nahekommen. Dies zeigt, daß störende Koppelerscheinungen zwischen Hohlraum und Übertragungsleitung vermieden sind und die in den Hohlraum eingekoppelte Dämpfung durch die Art der Ankopplung genügend klein gehalten war.

Eine Möglichkeit zur unmittelbaren Überprüfung der Resonanzkurve bietet der Vergleich mit der theoretisch zu erwartenden Form derselben. In einem quasistationären Parallelresonanzkreis gilt bekanntlich für die Abhängigkeit des Resonanzwiderstandes von der Frequenz die Beziehung

$$|R| = \frac{R_{res}}{\sqrt{1 + \left(\frac{v}{d}\right)^2}} \qquad (15)$$

(R_{res} Resonanzwiderstand, v Verstimmung, d Dämpfung).

Unter der Voraussetzung, daß die Verstimmung v nur auf kleine Werte beschränkt bleibt, gilt die Beziehung (15) auch für Hohlraumresonatoren[11]). Wegen der geringen Dämpfungen von Hohlräumen kann die zum Durchlaufen der Resonanzkurve notwendige Verstimmung als kleine Größe angesehen werden.

Bei quadratisch arbeitendem Detektor ist demnach ein theoretischer Verlauf des von dem Detektorstrom hervorgerufenen Galvanometerausschlages α beim Durchlaufen der Resonanzkurve von der Form

$$\alpha \approx \left(\frac{R}{R_{res}}\right)^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{v}{d}\right)^2} \qquad (16)$$

zu erwarten. Fig. 5 zeigt ein Beispiel, das aus den zahlreich durchgemessenen Kurven herausgegriffen ist; eingezeichnet sind die Resonanzkurven des leeren Hohlraums und des Hohlraums mit einer Probe aus Bernstein (4,7 mm Durchmesser). Auf der Abszisse sind die Skalenteile am Kathetometer, auf der Ordinate die Galvanometerausschläge in willkürlichen Einheiten aufgetragen. Mit der relativen Halbwertsbreite der gemessenen Kurven ist die theoretisch nach Gleichung (15) zu erwartende Resonanzkurve berechnet und aufgetragen (ausgezogene Kurve). Man erkennt die gute Übereinstimmung der Meßpunkte mit der theoretischen Resonanzkurve. Es erhellt auch daraus, daß der verwendete Detektor mit genügender Genauigkeit quadratisch arbeitet.

Zur Prüfung der Gültigkeit der Beziehung (13) wurde der Verlustfaktor tg δ für gleiches Material

---

10) Im sichtbaren optischen Wellenlängenbereich erhält man für $\varepsilon = n^2$ einen mittleren Wert von etwa 2,55 mit einem von rot nach violett leicht steigendem Gang. Die Messung wurde an einem kleinen Trolitulprisma ausgeführt.

11) Vgl. J. Müller, Hochfr.-Techn. u. Elektroak. **54**, 117, 1939. Hierauf hat mich Herr Dr. J. Müller dankenswerterweise aufmerksam gemacht. Man erhält nach analoger Rechnung, wie dort, für die einem Hohlraum bei einer Frequenzänderung $d\omega$ zuzuführende Energie

$$dN = -j\,d\omega \cdot \int (\varepsilon \mathfrak{E}\mathfrak{E}^* + \mu \mathfrak{H}\mathfrak{H}^*)\,dV + 2j \cdot Jm \int [\mathfrak{H}^* d\mathfrak{E}]\,dF.$$

Der 1. Klammerausdruck auf der rechten Seite ist gleich dem doppelten elektromagnetischen Energieinhalt $2W$ des Hohlraums, das Oberflächenintegral ist über die freie Ankopplungsfläche zu erstrecken. Denkt man sich die eingekoppelte Spannung U an der Ankopplungsstelle konstant gehalten ($d\mathfrak{E} = 0$), und charakterisiert den Hohlraum in seiner Wirkung nach außen als einen Zweipol mit dem Leitwert G, so folgt

$$dN = U U^* dG = -2jW\,d\omega$$

und durch Integration

$$G = G_0 - \frac{2jW}{U U^*}(\omega - \omega_0).$$

Mit Einführung der „Verstimmung" $v = 2(\omega - \omega_0)/\omega_0$, der Verlustleistung $Q_0 = UU^* \cdot G_0$ und der Dämpfung $d = Q_0/\omega_0 W$ erhält man

$$|G| = G_0 \sqrt{1 + (v/d)^2}$$

und hieraus die Beziehung (15). ($R_{res} = 1/G_0$). Da der Hohlraum im Sinne dieser Betrachtung einen linearen Zweipol darstellt, ist das Ergebnis Gleichung (15) unabhängig davon, ob bei der Herleitung die eingekoppelte Spannung oder etwa der eingekoppelte Strom als konstant angesehen wurde.

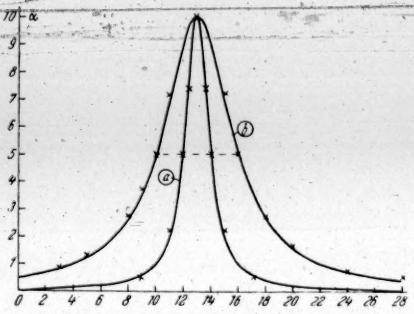

Fig. 5. Beispiel einer Resonanzkurve des leeren Hohlraums (*a*) und des Hohlraums mit einer Probe aus Preßbernstein (*b*) (4,7 mm Durchmesser), auf gleiche Höhe und Resonanzwelle gezeichnet. Die ausgezogenen Kurven entsprechen dem theoretischen Verlauf nach Gleichung (15) und sind mit den aus der Messung sich ergebenden Halbwertsbreiten berechnet. × Meßpunkte. Ein Skalenteil auf der Abszisse entspricht einem Wert $\Delta\lambda = 4 \cdot 10^{-4}$ cm. Der Galvanometerausschlag α ist in willkürlichen Einheiten aufgetragen.

bei verschiedenen Querschnitten gemessen. Die theoretische Abhängigkeit des tg δ von dem Radius ϱ der Probe ist mit Gleichung (13) durch eine Parabel gegeben. Fig. 6 zeigt als Beispiel die Ergebnisse für Trolitul, Calit und Bernstein; man erkennt auch hier die Übereinstimmung mit dem theoretischen Verlauf. Die aus der Messung hervorgehenden Punkte wurden jeweils aus den Halbwertsbreiten der Resonanzkurven

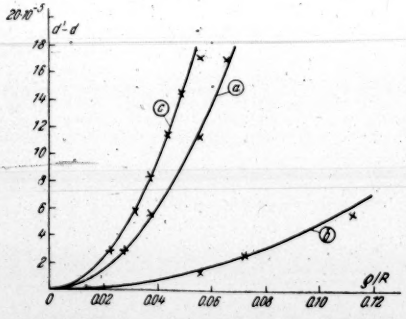

Fig. 6. Differenz der Halbwertsbreiten $d'-d$ des Hohlraums mit und ohne Probe in Abhängigkeit vom reduzierten Radius ϱ/R der Probe für Calit (*a*), Trolitul (*b*) und Preßbernstein (*c*). Die ausgezogenen Kurven sind nach Gleichung (13) mit dem Mittelwert von tg δ bei verschiedenem ϱ/R einer Probe berechnet. ($10^4 \cdot$ tg $\delta = 19$ für Calit, $= 5{,}3$ für Trolitul, $= 70$ für Preßbernstein). × Meßpunkte.

(vgl. Fig. 5) bestimmt. Die Streuung ist hier erwartungsgemäß stärker als bei der Bestimmung der DK (Fig. 4); von beiden Messungen ist die Bestimmung des tg δ der Natur der Sache nach die schwierigere. Zur Bestimmung der DK bedarf es nur einer Messung der Verstimmung, was mit verhältnismäßig großer Genauigkeit möglich ist; zur Bestimmung von tg δ müssen einwandfreie Resonanzkurven sehr geringer Halbwertsbreite aufgenommen werden, was bei den verwendeten Wellenlängen einige Anforderungen stellt.

Während die DK auf wenige Prozent genau bestimmbar ist, muß bei der Bestimmung von tg δ mit Unsicherheiten bis etwa 10 Proz. gerechnet werden. Diese Genauigkeiten sind für die meisten, insbesondere technische Zwecke bei weitem ausreichend; sie hängen naturgemäß noch von dem jeweils untersuchten Material ab.

Die Möglichkeit einer „direkten" Messung des Verlustfaktors, wie sie für ε durch die Bestimmung der Resonanzwellenlänge einer mit dem Material erfüllten konzentrischen Leitung vorgenommen wurde, ist nicht gegeben. Die Methode der konzentrischen Leitung ist jedoch zu Vergleichszwecken von Nutzen. Wird die Dämpfung d' einer mit der Probe erfüllten konzentrischen Leitung sowie die Dämpfung d der leeren Leitung gemessen, so erhält man bei gleicher Leitungslänge (d. h. um $\sqrt{\varepsilon}$ verschiedener Resonanzwelle) den Verlustfaktor aus der Beziehung $\text{tg}\,\delta = d' - d \cdot \varepsilon^{1/4}$; mißt man bei gleicher Wellenlänge (d. h. um $\sqrt{\varepsilon}$ verschiedener Leitungslänge), so folgt angenähert (bei Vernachlässigung des Einflusses der Verluste an den Abschlußflächen) $\text{tg}\,\delta = d' - d$. Die Meßmethode besitzt, wie man leicht erkennt, gegenüber der Methode mit Hohlräumen einige Nachteile; den hiermit erhaltenen Resultaten dürfte daher eine etwas geringere Zuverlässigkeit zuzusprechen sein. Mit der Methode der gleichen Wellenlänge ergaben Vergleichsmessungen eine befriedigende Übereinstimmung mit den Hohlraumresultaten.

4. Meßergebnisse und allgemeine Bemerkungen

In der folgenden Tabelle ist eine Anzahl von Meßergebnissen enthalten. Der Wert von $\varepsilon \cdot$ tg δ, auch als „Verlustziffer" bezeichnet, ist ein Maß für die im Material umgesetzte spezifische Verlustleistung. Angegeben sind die Mittelwerte aus den Messungen bei verschiedenen Querschnitten. Die Angaben beziehen sich, der Meßmethode gemäß, auf stabförmige Proben.

($\lambda = 14$ cm)	ε	$10^4 \cdot \operatorname{tg}\delta$	$10^4 \cdot \varepsilon \operatorname{tg}\delta$
Trolitul	2,3	5,7	13
Calit[12])	5,3	19	100
Preßbernstein ...	2,3	70	161
Geräteglas	6,9	53	366
Pertinax	4,1	540	2210

Mit der behandelten Meßmethode lassen sich auch flüssige Stoffe messen; man wird dazu die Flüssigkeit in dünne Röhrchen aus verlustarmem Material (z. B. Quarzglas) bringen und diese Proben im Hohlraum anordnen. Die Formeln zur Berechnung von ε und $\operatorname{tg}\delta$ lassen sich leicht auf diesen Fall entsprechend erweitern.

Die angeführten Messungen wurden durchweg bei Erregung des Hohlraums in der elektrischen Grundschwingung ($\lambda_0 = 2{,}61 \cdot R$) durchgeführt. In verschiedenen Fällen wird es sich als zweckmäßig erweisen, Hohlräume zu verwenden, die in einer Oberschwingung der elektrischen Grundschwingung erregt sind ($\lambda_1 = 1{,}14 \cdot R$; $\lambda_2 = 0{,}725 \cdot R$); das Schwingungsbild ist hierbei im Prinzip das nämliche. Die Formeln zur Berechnung von ε und $\operatorname{tg}\delta$ bleiben daher bis auf andere Zahlenfaktoren die gleichen.

Meinem Mitarbeiter, Herrn Dr. E. Ledinegg bin ich für die sorgfältige und kritische Durchführung zahlreicher Meßreihen zu besonderem Dank verpflichtet. Die Durchführung der Untersuchung wurde durch die entgegenkommende Unterstützung der Firma Julius Pintsch, Berlin, ermöglicht; Herrn Dr. W. Dällenbach und Herrn Dr. W. Kleinsteuber habe ich für anregende Diskussionen zu danken. Herrn Prof. E. Rumpf danke ich für die bereitwillige Unterstützung mit Institutsmitteln.

IV. Zusammenfassung

Dielektrizitätskonstante und Verlustfaktor dielektrischer Stoffe werden bei einer Wellenlänge von 14 cm unter Verwendung eines kreiszylindrischen Hohlraumresonators bestimmt. Der Hohlraum wird dabei in der elektrischen Grundschwingung erregt.

Im theoretischen Teil werden die Formeln zur Berechnung von ε und $\operatorname{tg}\delta$ hergeleitet. Zur Bestimmung von ε ist die relative Änderung der Resonanzwellenlänge des leeren Hohlraums durch das Einbringen der Probe zu messen; aus den Halbwertsbreiten der Resonanzkurven des leeren Hohlraums und des Hohlraums mit Probe folgt der Wert des Verlustfaktors $\operatorname{tg}\delta$.

Im experimentellen Teil wird zunächst die Meßapparatur beschrieben; sodann werden die Meßresultate mit den theoretisch zu erwartenden Ergebnissen verglichen, wobei eine gute Übereinstimmung festzustellen ist.

Abschließend werden Meßergebnisse von ε und $\operatorname{tg}\delta$ für eine Reihe von Materialien angegeben; auf die Möglichkeit der Messung von Flüssigkeiten sowie der Verwendung anderer Schwingungszustände des Hohlraums wird hingewiesen.

Graz, I. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 6. Mai 1942)

12) Andere Calitproben, die nach Abschluß der vorliegenden Untersuchung gemessen wurden, ergaben $\operatorname{tg}\delta = 10 \cdot 10^{-4}$. Je nach den verwendeten Masseversätzen oder auch dem Herstellungsverfahren ist offenbar mit erheblichen Schwankungen des $\operatorname{tg}\delta$ zu rechnen.

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,45^{min}$

Die Zahlen der Spalten 2 geben an, um wieviel in 10^{-9} des Wertes der Betrag der ausgestrahlten Frequenz vom Sollwert 1 000,000000 Hz abweicht. Die Abweichung wurde mittels der Quarzuhren der Reichsanstalt bestimmt.

1	2	1	2
Juni 1942		Juni 1942	
Tag	Abweichung	Tag	Abweichung
1.	− 15	16.	+ 6
2.	− 17	17.	+ 17
3.	+ 9	18.	+ 7
4.	+ 10	19.	0
5.	+ 12	20.	+ 9
6.	+ 13	21.	—
7.	—	22.	− 6
8.	0	23.	+ 15
9.	+ 4	24.	− 5
10.	− 4	25.	+ 13
11.	+ 5	26.	+ 13
12.	+ 5	27.	+ 27
13.	+ 13	28.	—
14.	—	39.	+ 15
15.	− 4	30.	+ 7

Berlin-Charlottenburg, den 7. Juli 1942.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt,
Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1942

Technische Hochschule Aachen. **Fucks:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3; Physikalisches Praktikum, 4 und 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Seminar, 2 g. — **N. N.:** Theoretische Physik I: Mechanik, 3, Rechnerische Übungen, 1, Sondervorlesung, 2; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 g. — **Kirschbaum:** Photographie I, 1, Übungen, 3. — **Nacken:** Strahlenkunde, 1. —

Universität Basel. **Huber:** Experimentalphysik I, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger, 8, für Mediziner und Ärzte (mit Wehrli und Miescher), 2; Physikalisches Kolloquium (mit Zickendraht, Kuhn, Wehrli, Miescher und Fierz), 14tägig, 2 g. — **Matthies:** Thermodynamik, 4, Übungen, 1; Spezielle Probleme der analytischen Mechanik, 4, Übungen, 1. — **Zickendraht:** Hochfrequente Wechselströme I, 2; Hochfrequenz-Praktikum I, 3; Musikalische Akustik, 1. — **Zehnder:** Die tiefsten Grundlagen der Physik und Chemie, 1; Geschichte der Physik, 1. — **Bürki:** Photographisch-chemisches Praktikum, 3; Repetitorium der physikalischen Chemie, 1. — **Wehrli:** Materie und Statistik I, 1; Physikalisches Praktikum für Mediziner (mit Miescher), 2; Seminar über neuere Probleme der Physik (mit Miescher und Fierz), 14tägig, 2 g. — **Miescher:** Experimentelle und angewandte Spektroskopie, 2. — **Fierz:** Quantentheorie und chemische Bindung, 2; Theoretisch-physikalisches Proseminar, 1. —

Universität Berlin. **Gerthsen:** Experimentalphysik für Naturwissenschaftler: Elektrizität und Optik, 5, für Mediziner, 3; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (mit Kneser und Meixner), 2 g; Physikalisches Anfängerpraktikum, 7; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten (mit Kneser), tägl. — **Kneser:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Elektrizität und Magnetismus, 3; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Landt:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärmelehre, Akustik, für Mediziner, 3; Einführung in die technische Wärmelehre, 2; Physikalisches Meßpraktikum, 2; Selbständige physikalische Arbeiten, tägl. — **Meixner:** Theoretische Physik II: Thermodynamik und Kinetische Gastheorie, 4, Übungen, 1; Hydro- und Aerodynamik, 2. — **Kohler:** Theoretische Optik, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der kinetischen Theorie der Gase, 2. — **Flügge:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1. — **Henning:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4. — **Kolhörster:** Sonderfragen der Höhenstrahlenforschung, 1; Polar- und Zodiakallicht, 1; Besprechungen über Höhenstrahlen und Kernphysik (mit Philipp und Flügge), 2 g; Arbeiten über Höhenstrahlung, tägl. — **Gehrcke:** Physik und Erkenntnistheorie, 1. — **Kiebitz:** Elektrodynamische Grundlagen der drahtlosen Telegraphie, 1 g. — **Schüler:** Ausgewählte Kapitel aus der Atomphysik, 2; Spektroskopisches Praktikum, 4; Atomphysikalische Forschungsarbeiten, tägl. — **Mattauch:** Experimentelle Methoden der Kernphysik, mit Vorführungen, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten in der Kernphysik, tägl. — **Hahn:** Kolloquium über Arbeiten auf dem Gebiete der Kernphysik und Radiochemie (mit Erbacher, Flügge, Mattauch und Philipp), $1^1/_2$ g. — **v. Auwers:** Magnetische Eigenschaften der Materie, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Justi:** Flugphysik, 1; Metallphysikalische Forschungsarbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Menzer:** Verfahren zur Bestimmung von Kristallstrukturen, 1. — **Schreiber:** Wissenschaftliche Photographie, 1. — **Hinderer:** Untersuchung kurzzeitiger Vorgänge: Oszillographie, 1. — **Schulze:** Farbenlehre, 1; Photometrie, 1. — **Skaupy:** Stoffkunde: Die deutschen metallischen Werkstoffe und ihre Verwendung, 1. — **Wirtz:** Der Bau der Moleküle, 1. — **v. Weizsäcker:** Johannes Kepler, 1. — **v. Laue:** Mathematisch-physikalisches Seminar (mit Dinghas), 2; Physikalisches Kolloquium, 2 g. — **Schumann:** Kolloquium: Sprengstoffphysik und Ballistik, 2 g; Physikalisches Praktikum, 2; Sprengstoffphysikalische Übungen, $1^1/_2$; Wehrphysikalische Forschungsarbeiten, tägl. — **Friedrich:** Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der Strahlenforschung (mit Schreiber und Schulze), tägl. außer Sonnabend. — **Philipp:** Anleitung zu selbständigen Arbeiten in der Kernphysik, tägl. — **Schütt:** Physikalische Experimentierübungen mit schulgerechten Hilfsmitteln (mit Brandt und Moeller), 2 g. — **Bartels:** Statistik in der Geophysik und Meteorologie, 2; Anleitung zu geophysikalischen Arbeiten, tägl., außer Sonnabend; Besprechung geophysikalischer Arbeiten, mit Übungen (mit Rössiger und Fanselau), 2 g. — **Defant:** Gezeiten, Wellen und verwandte Erscheinungen (Fortsetzung), 2; Wissenschaftliche Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend. — **Ertel:** Einführung in die theoretische Meteorologie, 2, Übungen, 2; Anleitung zu theoretisch-meteorologischen Arbeiten, 2 g. — **Fanselau:** Gezeiten der festen Erde und der Atmosphäre, 1; Forschungsarbeiten aus dem Gebiete des Erdmagnetismus, tägl. außer Sonnabend. — **Kähler:** Sonnen- und Himmelsstrahlung, 1; Übungen aus dem Gebiet der Meteorologie, atmosphärischen Elektrizität und Strahlung, 2; Übungen für Fortgeschrittene, tägl. — **Knoch:** Klimakunde von Deutschland, nach Vereinbarung. — **Kölzer:** Akustik der Atmosphäre, 1. — **Robitzsch:** Thermodynamik der Atmosphäre, 2; Leitung eigener Arbeiten, tägl. außer Sonnabend, g. — **Stumpff:** Geophysikalische Periodenforschung, mit Übungen, 2; Einführung in die Astronomie, 2. — **Zistler:** Allgemeine Meteorologie I, 4; Anleitung zu aerologisch-synoptischen Arbeiten, 2 g; Besprechung neuerer synoptischer Arbeiten, 1; Meteorologisches und geophysikalisches Kolloquium (mit Defant, Bartels und Ertel), 2 g. — **Rössiger:** Anleitung zu experimentellen geophysikalischen Forschungsarbeiten, tägl. —

Technische Hochschule Berlin. **Geiger:** Experimentalphysik III, für Fortgeschrittene, 2; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene (mit Haxel), 8; Anleitung zu Forschungsarbeiten, Diplom- und Doktorarbeiten, tägl.; Theorie der Elektrizität, 3; Übungen in der theoretischen Physik, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Haxel), 2 g. — **Westphal:** Physikalische Übungen II, 4, Ergänzungen, 2, Einführung, 2. — **Haxel:** Mechanik für Physiker I, 2, Übungen, 2; Physik der Atomkerne I, 2. — **Oberdorfer:** Grundlagen der Elektrotechnik II, 2. — **Kömmnick:** Ausgewählte Kapitel der technischen Physik, nach Vereinbarung; Physikalisch-technisches Praktikum, nach Vereinbarung;

Seminar für Forschungsergebnisse auf dem Gebiete der technischen Physik und Ballistik, nach Vereinbarung; Ballistik III: Theorie, nach Vereinbarung; Physikalisch-technische Forschungsarbeiten: Diplom- und Doktorarbeiten, tägl. — **Picht:** Physikalische Optik: Interferenz, Beugung, Metalloptik, Kristalloptik, 2, Übungen, nach Vereinbarung. — **Mönch:** Ausgewählte Teile der Elektronentheorie: Vergleich mit experimentellen Feststellungen, 1; Anleitung zu Forschungsarbeiten, tägl. — **Hertz:** Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Ramsauer:** Physikalisch-technische Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Schachenmeier:** Ausgewählte Probleme der theoretischen Physik, 1; Allgemeine Meßtechnik, nach Vereinbarung. — **Nikuradse:** Elektronen- und Ionenlehre, 3. — **Knoll:** Röhrentechnik II, $1^1/_2$; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten aus dem Gebiete der Röhrentechnik, nach Vereinbarung. — **Mierdel:** Elektrische Gasentladungen I (Theorie), nach Vereinbarung; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten auf dem Gebiete der Gasentladungen, nach Vereinbarung. — **Cauer:** Ausgwählte Kapitel aus der theoretischen Elektrotechnik, 2. — **Frerichs:** Besprechung neuerer physikalischer Experimente, 1. — **Hofmann:** Röntgen-Strukturuntersuchungen I, 2, II, 2. — **Weidert:** Geometrische Optik I, 2; Übungen, 2 g; Seminar für optisches Rechnen I, 2; Theorie und Wirkungsweise der optischen Instrumente I, 2; Übungen, 4; Optische Laboratoriumsarbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Lichtkundliche Übungen: Lichttechnik, optische Instrumente, Photographie (mit Arndt und Stenger), 2; Optisches Kolloquium (mit Picht), $1^1/_2$. — **Schmehl:** Wahrscheinlichkeitsrechnung und Theorie der Beobachtungsfehler, 1. —

— **Universität Bern.** **Greinacher:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5; Ergänzungen, 1; Physikalische Optik, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Mercier), nach Vereinbarung; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Mercier:** Theoretische Physik VIII: Quantentheorie (Fortsetzung), 2; Theoretische Physik I: Vektor- und Tensoranalysis, mit physikalischen Anwendungen, 3; Atomkerne, Elementarteilchen und kosmische Strahlung in ihren theoretischen Beziehungen zueinander, 2. — **Koestler:** Anwendungen der höheren Mathematik auf die Naturwissenschaften, 1; Dynamik des starren Körpers, 1; Theorie elektrischer Wechselströme mit besonderer Berücksichtigung quasistationärer Ausgleichsvorgänge, 1; Elektrische Schwingungen, Ausgewählte Kapitel, 1. — **König:** Theoretische Nachrichtentechnik: Vierpoltheorie, Operatorenrechnung von Heaviside, 2. — **Banderet:** Wärmestrahlung und ultrarotes Spektrum, 2. —

Technische Hochschule Braunschweig. **Cario:** Experimentalphysik I: Elektrizität und Optik, 3, III, 2; Physikalisches Praktikum, I, 4 oder 8, II, 8; Physikalisches Praktikum für Bauingenieure, 2, für Geodäten, 1; Physikalisches Seminar (mit Stille), 1; Physikalisches Kolloquium (mit Cordes, Diesselhorst, Lübcke und Stille), 14tägig, 2 g; Naturwissenschaftliches Kolloquium (mit Friese und Jaretzky), 2 g; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Physik, tägl.; Physikalische Meßtechnik, 2. — **Bergwitz:** Radioaktivität I, 1, Übungen, 2; Physik der Röntgenstrahlen, 1. — **Lübcke:** Ausgewählte Abschnitte der technischen Physik, 1; Technische Akustik II, 1, Übungen, 1; Physikalisch-technische Arbeiten im Laboratorium, tägl.; Raumakustik, 1. — **Stille:** Theoretische Physik 1: Elektrizität und Magnetismus (Maxwellsche Theorie), 3, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Atomphysik, 1. — **Fesefeldt:** Ausgewählte Kapitel aus der Optik, 1. — **N. N.:** Technische Mechanik für Geodäten, 2, Übungen, 2. — **Hübner:** Atom- und Molekülspektren II, 1. —

Universität Breslau. **Schaefer:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Theoretische Mechanik I: Massenpunkte und starre Körper, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Mediziner, 14tägig, 4, für Fortgeschrittene (mit Steubing), tägl. — **Steubing:** Einführung in die Atomphysik, 1; Photographie, 1; Photographische Übungen, 3; Übungen zur Schulphysik I (mit Kliefoth), 1. — **Fues:** Theoretische Physik: Wärmelehre, 4, Übungen, 3; Seminar über Fragen der neueren Physik, 2. — **Jüttner:** Einführung in die theoretische Physik, 2. — **Kliefoth:** Schulphysik I: Ausgewählte Abschnitte aus Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 2; Optik der Atmosphäre, mit Experimenten, 1. — **Röhr:** Einführung und Ergänzungen zum Praktikum, 1. —

Technische Hochschule Brünn. **Lohr:** Physik: Experimentalphysik I, 3, Geometrische Optik, 1, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der neueren theoretischen Physik, $1^1/_2$; Physikalisches Kolloquium, 1; Röntgenpraktikum für Fortgeschrittene, 3. — **Obrist:** Kolloidphysik; Kolloidphysikalische Übungen. — **Ondra:** Photographie, Übungen, 3. — **Koppmair:** Grundzüge der Photogrammetrie, 1, Übungen, 1; Geodätische Meß- und Rechenübungen A, 2; Erdmessungen einschließlich Geophysik, 3; Photogrammetrie, 2, Übungen, 2. —

Bergakademie Clausthal. **Valentiner:** Experimentalphysik I, 3; Physikalisches Praktikum, 2; Röntgenkunde, 2, Übungen, 2. — **Jung:** Geophysik I, 2; Angewandte Geophysik, 2. —

Technische Hochschule Danzig. **Buchwald:** Theoretische Physik, Ausgewählte Kapitel, 4, Übungen, 2; Arbeiten für Fortgeschrittene, 12; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene (mit Kossel), 8; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel), 1 g. — **Kossel:** Experimentalphysik: Elektrizitätslehre, 4, Ergänzungen, 1; Kleines Physikalisches Praktikum, 4 und 3; Physik für Fortgeschrittene: Struktur der Materie, 2, Übungen, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene II, 12; Besprechung laufender physikalischer Arbeiten. — **Fromm:** Mechanik II, 1, Übungen, 1; Ergänzungen zur Festigkeitslehre, 1, Übungen, 14tägig, 1; Sonderkapitel der Festigkeitslehre, 1, Übungen, 14tägig, 1; Mechanik VI, 2, Übungen, 1; Höhere Festigkeitslehre: Grundlagen der Formgebungstechnik, 2; Theoretische Studienarbeit aus dem Gebiet der Mechanik, 2; Versuchsarbeit aus der Mechanik, 4; Baustoffkunde, 1, Übungen 14tägig, 1; Praktische Werkstoffkunde, 4; Größere selbständige Arbeiten, 12; Seminar für Mechanik (mit Waltking 14tägig, 1 g. — **Waltking:** Mechanik I: Einführung in die Statik und Kinetik, 3, Übungen, 2, VII. Dynamik, 1, Statik der Tragwerke I, 3, Übungen 2; Übungen zu den ausgewählten Kapiteln der höheren Dynamik, nach Vereinbarung. — **Hass:** Praktisches Rechnen in Naturwissenschaft und Technik, 1; Korpuskularstrahlen, 2. —

Technische Hochschule Darmstadt. **Rau:** Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Schwingungs-

lehre (einschließlich Akustik), Geometrische Optik, Farbenlehre, Wellenlehre des Lichtes, 4; Physikalisches Praktikum, 6, für Fortgeschrittene, 12; Physikalisches Seminar, 1 g; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik; Physikalisches Kolloquium (mit Scherzer und Vieweg), 1 g. — **Scherzer:** Hydrodynamik, 3, Übungen, 2; Besselsche und verwandte Funktionen in Physik und Technik, 2, Übungen, 1; Ausgewählte Fragen der Quantentheorie, 1; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, nach Vereinbarung; Theoretisch-physikalisches Kolloquium (mit Finkelnburg und Fischer), 1 g. — **Vieweg:** Technische Physik mit praktischer Meßkunde, Ausgewählte Abschnitte aus Mechanik (Messung von Zeit, Geschwindigkeit, Beschleunigung, Druck, Menge usw.) und Elektrizitätslehre (Normalien), 3, Übungen, 6; Arbeiten in technischer Physik für Fortgeschrittene, 12; Selbständige Arbeiten in technischer Physik, nach Vereinbarung; Seminar über Fragen der technischen Physik, 1 g. — **Finkelnburg:** Physik für Bauingenieure: Mechanik, Wärme, Optik, 3. — **Gebauer:** Atomphysik II: Atome und Moleküle, 2. — **Fischer:** Physik der Gasentladungen, 2. — **N. N.:** Physikalischer Apparatebau, 1. — **Stintzing:** Röntgentechnik: Interferenz-Verfahren, Spektroskopie, 2, Übungen, 1; Röntgenpraktikum I, 3, II, 6; Selbständige Arbeiten auf dem Röntgengebiet; Seminar für Struktur und Röntgenfragen (mit Neuhaus), 1 g. — **Mügge:** Wettervorhersage und Wetterbesprechungen, 1, Übungen, 1; Thermodynamik der Atmosphäre, 2, Übungen, 1; Strahlung I und II, 1. — **Georgii:** Spezielle Flugmeteorologie, 2. —

Technische Hochschule Dresden. **Stuart:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 4; Physikalisches Praktikum I, 6, 3, II, 9; Selbständige Arbeiten im Physikalischen Institut, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Falkenhagen und Wiedmann), 1 g. — **Falkenhagen:** Theoretische Physik: Mechanik, 3, Übungen, 1; Größere physikalische Arbeiten, tägl.; Atomphysik (mit Schulze), 4. — **Wiedmann:** Radioaktivität und Isotopenlehre, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen; Roh- und Werkstoffprüfung, 3, 6; Selbständige Arbeiten im Röntgen-Laboratorium, ganztägig. — **Teichmann:** Physikalische Anwendungen der Vektor- und Tensorrechnung, 1. — **Schulze:** Physikalisches Seminar, 1 g; Chemische Physik der Metalle, 1. — **Frieser:** Farbenphotographie und Farbenkinematographie, 1 Übungen, 3; Photographische Meßtechnik, 1; Photographisches Praktikum I für Anfänger, 4, II für Fortgeschrittene, 4; Kinematographisches Praktikum (mit Joachim), 2; Selbständige Arbeiten im Photographischen Institut, 2, 4, 8 und tägl.; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Photographie, 1 g. — **Klughardt:** Die Fernrohre und Mikroskope, 2, Praktische Ergänzungen, 1 g. — **Joachim:** Anwendung der Kinematographie in Wissenschaft und Technik, 1 g. — **Goldschmidt:** Allgemeine Meteorologie, ausgewählte Kapitel, $1^1/_2$ g. — **Günther:** Geschichte des mathematisch-physikalischen Unterrichts, dabei Geschichte der Schulmathematik und Schulphysik, 2 g. —

Universität Erlangen. **Hilsch:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3, Ergänzungen, 1; Physikalische Übungen für Mediziner, 2, für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Kolloquium über neuere physikalische und physikalisch-chemische Arbeiten (mit Lange und Rump), 1 g. — **Rump:** Strahlenkunde für Mediziner, 1. —

Universität Frankfurt a. M. **Czerny:** Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 3, Ergänzungen, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung), 14tägig, 2 g; Physikalisches Praktikum, 6, 2 und 4, für Fortgeschrittene, 8; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganz- und halbtägig. — **Madelung:** Theoretische Physik II, 4, Übungen, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Kofink:** Physikalisches Praktikum, 2. — **Dänzer:** Höhere Experimentalphysik, 2, Übungen, 1 g. — **Seddig:** Physik der Nachrichtenmittel, 2; Praktikum der angewandten Physik, 3; Kleines elektrotechnisches Praktikum (mit O. Schäfer), 3 und 6, Großes elektrotechnisches Praktikum (mit O. Schäfer), halbtägig; Kolloquium über angewandte Physik (mit O. Schäfer), 14tägig, nach Vereinbarung g; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten (mit O. Schäfer), tägl. — **O. Schäfer:** Wechselstromtechnik, 3; Ausgewählte Kapitel aus der elektrischen Meßtechnik, 1 g. — **Schulz:** Physik des Gases, 1 g; Kristalloptik, 1 g. — **Rajewsky:** Röntgen- und Radiumstrahlen, 2; Medizinische Strahlenkunde (mit Holfelder), 2; Biophysikalisches Kolloquium (mit H. Schaefer), 2g; Biophysikalisches Seminar: Biologische Strahlenwirkungen (mit H. Schaefer), 2 g. — **H. Schaefer:** Elektrokardiographie, 1. — **Krebs;** Biophysik der Klimawirkungen, 1. — **Linke:** Ausgewählte Kapitel aus der Geophysik, 2; Kurortklimatologie, 1 g; Meteorologisch-geographisches Kolloquium (mit Möller), nach Vereinbarung; Leitung selbständiger Arbeiten, halbtägig. — **Schneider-Carius:** Flugwetterberatung, 1. — **Möller:** Theoretische Meteorologie, nach Vereinbarung. —

Bergakademie Freiberg. **Aeckerlein:** Physik, 4; Physikalische Übungen, 3. — **Meißer:** Angewandte Geophysik I, 1, Übungen, 2 und 3; Geophysikalische Meßübungen (auswärts), nach Vereinbarung g; Geophysikalische Vermessung von Großdeutschland, 1 g. —

Universität Freiburg i. Br. **Steinke:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Wellenlehre, 4; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, 6, für Fortgeschrittene, 6, für Mediziner, 2; Handfertigkeitsübungen, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. g; Physikalisches Kolloquium (mit Mecke), 14tägig, 1 g. — **Loßnitzer:** Einführung in die Wetter- und Klimakunde, 1; Forstmeteorologische Übungen, 1. — **Mecke:** Theoretische Physik, 4, Übungen und Seminar, 2 g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. —

Universität Freiburg (Schweiz). **Dessauer:** Experimentalphysik II: Optik, Elektrizitätslehre, 5, Ergänzungen, 1; Repetition und Diskussion, 1; Ausgewählte Kapitel der neueren Physik, 1; Kolloquium für Physik, nach Vereinbarung; Physikalisches Praktikum, 3 und 4; Anfängerpraktikum, 12; Physikalisches Praktikum und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Brasey:** Elektrische Messungen (Fortsetzung), 2; Physikalische Fragen für Anfänger, 2. — **Pfluger:** Optik, 2. —

Universität Gießen. **Hanle:** Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 4 (mit Cermak), 6 und 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Bechert und Cermak), $1^1/_2$ g. — **Cermak:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Elektrische Leitung in Gasen, 2; Handfertigkeitspraktikum, 2;

Synoptische Meteorologie, 1. — **Bechert:** Theoretische Physik III: Elektrodynamik, 3, Übungen, 2. —

Universität Graz. Rumpf: Einführung in die Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Optik, 3, Ergänzungen, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger I, 4; Einführung in die mathematische Behandlung naturwissenschaftlicher Probleme, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 20; Besprechung physikalischer Fragen (mit Matossi, Wessèl, Székely und Borgnis), 1. — **Matossi:** Einführung in die Atomphysik, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger II, 6; Theorie der Elektrizität und Optik, 3, Übungen, 2. — **Borgnis:** Kapazität und Induktivität, 2; Theorie der Wechselströme II, 1. — **Székely:** Physikalisches Rechnen, 1, Erläuterung, 1. — **Leitinger:** Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 3. — **Letzmann:** Meteorologie und Klimatologie der bodennahen Luftschichten, 2; Wolkenbeobachtungen, mit Übungen, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 4. — **Schwinner:** Ausgewählte Kapitel aus der Physik der Erde II, 2; Besprechung neuerer geophysikalischer Literatur, 1. —

Technische Hochschule Graz. Reitz: Experimentalphysik II, 4; Einführung in die Mathematik für Chemiker, 2, Übungen, 1; Physikalisches Praktikum, 8. — **Fuhrmann:** Angewandte Photographie, 12; Mikrophotographischer Kurs, 20. —

Universität Halle. Kast: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 3, Ergänzung, 2; Anisotrope Flüssigkeiten: Flüssige Kristalle, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 2; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6; Seminar für Experimentalphysik, nach Vereinbarung; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Pose und Faeßler), tägl.; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Smekal:** Theoretische Physik: Atomphysik und Quantenlehre, 4, Übungen, 1 *g*; Physik des Kristallwachstums, 1 *g*; Seminar für theoretische Physik, nach Vereinbarung; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Pose:** Höhere Experimentalphysik, Atomphysik, 3; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, 6. — **Faeßler:** Elektronenbeugung und Elektronenoptik, 2. — **Stammler:** Naturphilosophische Arbeitsgemeinschaft: Das klassische Kausalproblem, 2. —

Universität Hamburg. Koch: Experimentalphysik: Wärme und Elektrizität, 3; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler (mit Goos, Meyer und Müller), 4, für Mediziner, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Tams, Goos und Meyer), tägl. — **Meyer:** Ergänzungen zur Experimentalphysik: Wärme, Elektrizität, 1; Physikalisches Proseminar (mit Knauer), 2. — **Goos:** Experimentelle Grundlagen der Atomlehre, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Harteck, Heckmann, Jensen, Knauer, Lenz, Meyer und Möller), 2. — **Lenz:** Mechanik II, mit Übungen, 4; Quantentheorie (Fortsetzung), 1. — **Jensen:** Theorie des Atomkerns, 1; Besprechungen neuerer kernphysikalischer Arbeiten (mit Harteck, Knauer und Groth), 2. — **Knauer:** Ausgewählte Kapitel aus der neueren Physik, 1. — **Möller:** Physikalisch-technisches Kolloquium (mit Hagen), 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Döhler), 10; Wechselstromtechnik, mit Versuchen, 2, Übungen, 1; Anleitung zu den Arbeiten Fortgeschrittener (mit Hagen und Döhler), tägl. — **Hagen:** Die Elektronengeräte in der Fernsehtechnik, 1. — **v. d. Steinen:** Technische Hydrodynamik, mit Versuchen im Schiffbaulaboratorium, 2. — **Müller:** Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 2. — **Heckmann:** Ausgewählte Kapitel der Astrophysik, 2; Astronomisches Praktikum für Anfänger (mit Larink), 4. — **Larink:** Sphärische Astronomie II: Geographische Ortsbestimmung, 2. — **Raethjen:** Dynamische Meteorologie mit Übungen, 3; Geophysikalisches Kolloquium (mit Schulz, Kleinschmidt, Tams, Kuhlbrodt, Errulat und Seilkopf), 14tägig, $1^1/_2$. — **Kleinschmidt:** Allgemeine Meteorologie, 2. — **Kuhlbrodt:** Allgemeine Klimatologie, 1. —

Technische Hochschule Hannover. N. N.: Physikalisches Praktikum, 4; Arbeiten im Physikalischen Institut, für Fortgeschrittene, tägliche Physik für Tierärzte, mit Experimenten, 2. — **Jensen:** Theoretische Elektrodynamik, 3, Übungen, 1; Seminar über Atomphysik, 2. — **Hase:** Experimentalphysik, 3. —

Universität Heidelberg. Becker: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 3; Physikalisches Praktikum (mit Stehberger), 6 und 3; Selbständige physikalische und physikalisch-technische Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches, physikalisch-chemisches, mathematisches Kolloquium, nach Vereinbarung, *g*. — **Wegner:** Mechanik II, 3, Übungen, 1. — **Wesch:** Theorie der Wärme, 3; Radiologie: Das freie Elektron in Physik und Technik, 1; Funktechnik: Eigenschaften und Anwendung der Radioröhren, 1 *g*; Selbständige physikalische Arbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Bothe:** Kolloquium über naturwissenschaftlich-medizinische Arbeiten (mit Kuhn), 14tägig, 1. — **Gladenbeck:** Die Stellung Deutschlands im zwischenstaatlichen Fernmeldewesen, 14tägig, 2. — **Stehberger:** Physikalische Meßtechnik: Universelle Konstanten, 1. —

Universität Innsbruck. Lerch: Physik I, 3, II, 2; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten (mit Tagger), 6; Wissenschaftliche Arbeiten für Vorgeschrittene (mit Steinmaurer), 10. — **March:** Mechanik II, 3; Geometrische Optik, 2; Seminarübungen, 2. — **Sonvico:** Wechselstrom und Hochfrequenztechnik, 2 *g*. — **Steinmaurer:** Elektrizität II: Elektrische Schwingungen, Physik der Strahlungen, Atomphysik, 3. — **Oberguggenberger:** Astrophysik III, 4; Astrophotographie mit Übungen, 2; Beobachtungsübungen, *g*. — **N. N.:** Meteorologie II: Synoptik und Wetteranalyse, 4, Übungen: Zeichnen und Analyse von Wetterkarten (mit Hoinkes), 2; Wissenschaftliche Arbeiten für Fortgeschrittene, 10. — **Ekhart:** Aerologische Meß- und Arbeitsmethoden, 1; Grundzüge des Klimas der Alpen, 1.

Universität Jena. Kulenkampff: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 3; Physikalisches Praktikum (mit Wisshak), 6 und 3, für Mediziner (mit Raether und Wisshak), 2, für Fortgeschrittene (mit Raether), 10; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Hettner und Raether), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kühl, Hettner und Goubau), 2 *g*. — **Hettner:** Theorie der Elektrizität, mit Übungen, 4; Elastizitätstheorie und Strömungslehre, 2; Theoretisch-Physikalisches Seminar für Fortgeschrittene, 1 *g*; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. — **Wisshak:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene II: Optik, 2. — **Raether:** Ergänzungsvorlesung zur

Experimentalphysik I, 2; Elektroneninterferenzen und ihre Anwendungen, 1. — **Goubau:** Ausgewählte Kapitel der angewandten Physik: Elektronenröhren mit Anwendungen, Gasentladungen, 3; Einführung in die Vierpoltheorie, 1; Technisch-physikalisches Praktikum, 3, Einführung, 1 *g*; Technisch-physikalisches Seminar, 1; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kühl:** Physiologische Optik: Theorie des Sehens, Farbenlehre, 4; Praktikum der optischen Untersuchungsmethoden, 4; Mikroskopisches Praktikum, 2; Leitung selbständiger Arbeiten, tägl. — **Rzymkowski:** Photographisches Praktikum, 3; Grundlagen des Films und Tonfilms, 1. — **Sieberg:** Geologische Erdbebenkunde, 1 *g*; Erdbebenkundliches Praktikum, nach Vereinbarung, *g*; Erdbebenkundliches Kolloquium, nach Vereinbarung, *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung, *g*. — **Müller:** Die Anwendung geophysikalischer Meßmethoden zur Erforschung von Edelmetallagerstätten, 1 *g*; Einführung in die Instrumentenkunde der angewandten Geophysik (mit Martin), 2. — **Martin:** Angewandte Geophysik I, 1 *g*; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Arbeiten, nach Vereinbarung, *g*. — **Siedentopf:** Stellarastronomie, 2; Einführung in die Ausgleichsrechnung und mathematische Statistik, 2; Übungen zur astronomischen Ortsbestimmung, 2; Atmosphärische Optik, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. *g*. —

Technische Hochschule Karlsruhe. **Bühl:** Experimentalphysik A: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Höhere Experimentalphysik, 2; Kleines Physikalisches Praktikum für Physiker und Chemiker, 6; Physikalisches Praktikum für Physiker, 8; Physikalisches Praktikum: Oberstufe (mit Volkmann), halbtägig, 2, 3 und 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten im Physikalischen Institut, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium (mit Wolf und Volkmann), 1 *g*. — **Wolf:** Theoretische Physik B: Optik, 3; Grundzüge der Metall- und Kristalloptik, 1, Übungen, 2 *g*; Physikalisches Seminar (mit Volkmann), 1 *g*; Physikalisches Praktikum: Oberstufe, halbtägig; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Volkmann:** Molekülbau, 2; Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Physikalisches Praktikum für Lichttechniker, 3. — **N. N.:** Allgemeine Meteorologie, 2; Synoptische Witterungskunde, 2. —

Universität Kiel. **Kopfermann:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik oder I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3, Zusatzvorlesung, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 4, für Mediziner, 2; Forschungsarbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Unsöld), $1^1/_2$ *g*. — **Martin:** Physikalische Chemie I: Chemische Thermodynamik, mit Übungen, 3; Physikalisch-chemisches Seminar, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum für Fortgeschrittene: Forschungsarbeiten, tägl. außer Sonnabend; Physikalisch-chemisches Anfängerpraktikum, tägl. außer Sonnabend, für Pharmazeuten, Lehramtskandidaten und Mediziner, 5. —

Universität Königsberg i. Pr. **Mönch:** Experimentalphysik I, 3; Ausgewählte Kapitel der angewandten und technischen Physik, 1; Physikalisches Seminar (mit Kretschmann und Reichenbächer), 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 6, für Pharmazeuten, 4, für Mediziner, 2; Übungen für Fortgeschrittene, halbtägig. — **N. N.:** Wärmelehre, 4, Übungen, 2 *g*. — **Kretschmann:** Mechanik I, 4, Übungen, 1. — **Reichenbächer:** Kernphysik, 2. — **Zerbst:** Ausgewählte Kapitel der wissenschaftlichen Photographie, 2. —

Universität Marburg. **Grüneisen:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4, für Mediziner und Zahnmediziner, 3; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Vogt), 6, für Mediziner (mit Hückel und Vogt), 2, für Fortgeschrittene (mit Vogt), 8, für Geübte: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Vogt), tägl. — **Hückel:** Elektromagnetische Lichttheorie, 4, Übungen und Ergänzungen, 1; Seminar über Atomphysik, $1^1/_2$ *g*. —

Universität München. **Gerlach:** Experimentalphysik: Optik, Elektrizität, 5 und 3; Physikalische Übungen für Anfänger A, 4, B, 4, Ergänzungskurs C, 4; Physikalische Übungen für Pharmazeuten (mit Kappler), 4; Demonstrationspraktikum für Mediziner, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rüchardt), tägl.; Übungen für Fortgeschrittene (mit Rüchardt), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Rüchardt), 2. — **Müller:** Elektrodynamik und Maxwellsche Theorie, 4, Übungen, 2; Einführung in die Aerodynamik, mit Übungen, 2 oder 3; Theoretisch-physikalisches Seminar, nach Vereinbarung. — **Rüchardt:** Höhere Experimentalphysik: Atomismus und Elektronik II, 2. — **Auer:** Angewandte Physik: Akustik, 1. — **Kappler:** Physik des Atomkerns, 2. — **Rollwagen:** Übungen zur chemischen Emissionsspektralanalyse, 3. — **Schmauß:** Meteorologie II, 4, Ergänzungen und Besprechungen, 1; Besprechungen für Fortgeschrittene, 14tägig, 2. —

Technische Hochschule München. **Tomaschek:** Experimentalphysik I, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene, halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, ganztägig. — **Meißner:** Technische Physik III: Anwendungen der Mechanik und Akustik, einschließlich Elektroakustik, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Physik, tägl. — **Frank:** Experimentalphysik II: Elektrizität II, Optik, 3; Angewandte Physik, einschließlich Elektrotechnik I und II, 1, Übungen, 2; Physikalische Übungen für Landwirte, 2; Ausgewählte Kapitel aus Elektrotechnik, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus Physik, tägl. — **Ammann:** Kinematographie II, 1. — **Brauer:** Apparate und Methoden der Röntgenspektroskopie, 2. —

Universität Münster. **Senftleben:** Experimentalphysik; Elektrizität, Optik, Atomphysik, 5, für Mediziner, 3; Kernphysik, $1^1/_2$; Anwendungen der Physik in der Medizin (mit v. Calker), 1; Physikalisches Praktikum, 3 oder 6, für Mediziner, 2; Physikalisches Praktikum, ganz- oder halbtägig; Physikalisches Kolloquium (mit Kratzer), 2 *g*. — **Kratzer:** Elektrodynamik, mit Übungen, 6; Theorie der Spektren, 3; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. —

Universität Posen. **Glaser:** Physik: Lichtmikroskop, Mikrophotographie, Elektronenmikroskop, Röntgenstrahlen, natürliche und künstliche Radioaktivität, Kurzwellen, Ultraschall, Elektrokardiographie, 3, Übungen, 3; Robert Mayer und das Energieprinzip, 1 *g*; Theoretische Physik: Theoretische Optik, 2, Seminar, 2; Anleitung zur Durchführung selbständiger Arbeiten auf dem

Gebiete der angewandten Physik und höheren Experimentalphysik, tägl.; Besprechung physikalischer Fragen (mit Mayer), 2. — **Mayer:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner, 3; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Meyer:** Wetterkunde für Landwirte, 2, Übungen, nach Vereinbarung; Einführung in die Wetter- und Klimakunde II, 2; Ozeanographie, 2, Einführung, 2; Landeskundliches Kolloquium (mit Geisler, Spohr, Thomson und Walter), nach Vereinbarung, *g*.

Technische Hochschule Prag. Gudden: Physik II: Elektrizitätslehre und Optik, 3, III: Atomphysik, 2; Physikalische Übungen: Anleitung zum Beobachten und Messen, 6 und 2, für Fortgeschrittene, 15; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 15; Physikalisches Kolloquium (mit Böhm, Findeisen, Flegler, Glaser und Schlomka), 1. — **Glaser:** Theoretische Physik II: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 2, Seminar, 2; Einführung in die Quantentheorie, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Lichtenecker:** Quantentheorie und Quantenmechanik, mit besonderer Berücksichtigung des Atombaues und der Chemischen Bindung, 2. — **Flegler:** Grundlagen der Elektrotechnik I, 4, Übungen, 2; Ionen- und Elektronenlehre, 2; Elektrotechnische Meßkunde, 2; Größere Arbeiten auf dem Gebiete der allgemeinen und theoretischen Elektrotechnik einschließlich Meß- und Entladungstechnik, tägl. — **Oppitz:** Allgemeine Wärmelehre, 2. — **Barth:** Übungen in der Flugtechnischen Versuchsanstalt, 1, Übungen, 3. —

Universität Rostock. Kunze: Experimentalphysik I, 3; Physikalische Übungen für Mediziner, 2, für Naturwissenschaftler, 4; Physikalisches Praktikum, tägl.; Physikalisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. *g*. — **Juilfs:** Theoretische Optik, mit Übungen, 4. — **Falckenberg:** Teilgebiete der Meteorologie, 1; Meteorologisches Praktikum für Anfänger, 3; Meteorologisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. *g*. —

Universität Straßburg. N. N.: Experimentalphysik, 3, Ergänzungen, 2; Atomphysik I, 2; Physikalische Übungen für Anfänger, 6, für Mediziner, 14tägig, 4, für Fortgeschrittene, 12; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiet der Experimentalphysik, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium (mit Hiedemann), 14tägig, 2 *g*. — **Fleischmann:** Physik der Atomkerne I: Stabile Kerne, 2. — **Hiedemann:** Elektrische Schwingungen I: Wechselstrom, 3, Übungen, 1; Physikalisch-Technisches Seminar, 14tägig, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Hellerich:** Astrophysik: Photometrie und Strahlung, 2; Geographische Ortsbestimmung und Geländeaufnahme (mit Jung), 2; Allgemeine Einführung in die Astronomie und Astrophysik, 1. — **Jung:** Einführung in die Geophysik: Bewegung und Figur der Erde, Schwere Isostasie, 2; Angewandte Geophysik: Physikalische Methoden zum Aufsuchen nutzbarer Lagerstätten, 1, Übungen, 1; Geophysikalische Übungen im Gelände, nach Vereinbarung, *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, nach Vereinbarung, *g*. —

Technische Hochschule Stuttgart. Schmidt: Physik: Grundlagen der Physik I: Mechanik, Schall, Wärmelehre, 3, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum, 2, 3, 4 oder 6, für Fortgeschrittene, 3 oder 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Seminar für experimentelle Physik, nach Vereinbarung, *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Dehlinger, Glocker, Reiher und Kochendörfer), 1 *g*. — **Kochendörfer:** Physik für Bauingenieure II: Elektrizitätslehre und Optik, 2; Atomphysik I: Grundlagen, 2; Wissenschaftliche Arbeiten (mit Dehlinger). — **Dehlinger:** Theoretische Physik: Elektrodynamik, 4; Theoretikum, 2; Kristallphysik und Kristallchemie der Metalle, 2. — **Glocker:** Röntgentechnik (abgekürzter Kurs), 1, Übungen, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Röntgeninstitut, tägl. — **Reiher:** Technisch-physikalische Meßmethoden (mit Gösele und Schüle), 2, Übungen, 3; Technisch-physikalisches Sondergebiet: Wärme- und Kältetechnik (mit Schüle), 2, Übungen, 3; Technisch-physikalisches Seminar, Unterstufe (mit Gösele und Schüle), 1, Oberstufe, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Institut für Technische Physik (mit Gösele und Schüle), tägl.; Wehrphysik, 2. — **Bühler:** Einführung in die Astronomie, 1. —

Universität Wien. Lechner: Kreisellehre, 2. — **Stetter:** Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Schintlmeister), 6, für Naturhistoriker und Chemiker (mit Wambacher), 6, für Vorgeschrittene (mit Schintlmeister), tägl.; Einführung in wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Besprechung neuerer Arbeiten, zugleich Seminar, 1 *g*. — **Kirsch:** Einführung in die Physik II, 4; Übungen in Schulversuchen, für Lehramtsanwärter, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener (mit Seidl und Herzog), tägl.; Einführung in wissenschaftliche Arbeiten (mit Seidl und Herzog), tägl. — **Haschek:** Experimentalphysik I, 3, II, 3. — **Ortner:** Atomphysik: Hülle, 3; Praktische Übungen aus dem Gebiet der Radioaktivität und Kernphysik (mit Karlik), 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener im Radiuminstitut, tägl. — **Flamm:** Elektromagnetische Optik, 5; Seminar für theoretische Physik, 1; Proseminar für theoretische Physik, 1. — **Sexl:** Probleme der Bohrschen Theorie, 2; Vektoranalysis, 1, Übungen, 1. — **Bauer:** Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Physikalische Rechenübungen, 1; Atomphysik: Physikalische Statistik mit besonderer Berücksichtigung der Elektronentheorie der Metalle, 2; Ausgewählte Kapitel der Wehrphysik, 1. — **Sirk:** Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 4, Übungen, 2; Elemente der theoretischen Physik, 2. — **Seidl:** Physik I, 3; Physikalisches Praktikum, 2; Nieder- und hochfrequenter Wechselstrom, Wechselstromversuche, 2. — **Karlik:** Übungsaufgaben mit Zählrohren aus Radioaktivität und Kernphysik, 1. — **Schintlmeister:** Verstärkerröhren, 2. — **Wambacher:** Technik und Physik der tiefen Temperaturen, 1. — **v. Ficker:** Allgemeine Meteorologie II, 3; Synoptische Übungen, für Fortgeschrittene, 3; Meteorologisches Kolloquium, 2 *g*. — **Schedler:** Einführung in die Geophysik, 2. —

Technische Hochschule Wien. Mache: Experimentalphysik: Elektrizität und Magnetismus, 3, Optik, 2; Elektrizitätsleitung in Gasen, 2; Physikalisches Praktikum I, 4 und 8, II (mit Aigner), 30. — **Heinrich:** Physik I: Mechanik, 2 und 3. — **Gabler:** Kristalloptik, 2. — **Flamm:** Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Physikalische Rechenübungen, 1; Physikalisches

Seminar, 1; Theorie der Elektrizität, 3. — **Hofbauer:** Physik, 3. — **Ruzicka:** Beleuchtungstechnik, $1^1/_2$. — **Bauer:** Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3, Physikalische Rechenübungen, 1; Atomphysik: Physikalische Statistik mit besonderer Berücksichtigung der Elektronentheorie der Metalle, 2; Ausgewählte Kapitel der Wehrphysik, 2. —

Universität Würzburg. **Harms:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, Molekularphysik, 3, für Fortgeschrittene, 2; Physikalische Übungen für Anfänger, 3 oder 6, für Mediziner, 2, für Fortgeschrittene, halbtägig; Anleitung zu physikalischen Untersuchungen im Institut, tägl. — **Ott:** Vektorrechnung und Einführung in die theoretische Physik, 4, Übungen, 1. —

Technische Hochschule Zürich. **Scherrer:** Physik II: Elektrizität, Magnetismus, Atombau, 4, Übungen, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 und 6, für Fortgeschrittene, 8, 12 und 24; Selbständige Arbeiten in Physik, 8, 12 und 24; Seminar über aktuelle Probleme der Experimentalphysik, 2; Physikalisches Kolloquium, 2. — **Tank:** Experimentalphysik: Optik, Wärmelehre, 3, Übungen, 1; Hochfrequenztechnik I, 2, Praktikum, 4, 8 und 12; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Hochfrequenztechnik, 8, 12 und 24; Diplomarbeiten in Hochfrequenztechnik. — **Fischer:** Fernsehen I: Elektronentechnik, 2; Leitung selbständiger Arbeiten für technische Physik, tägl. — **Amberg:** Allgemeine Didaktik des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichts an der Mittelschule, 2. — **Brandenberger:** Konstitution der Werkstoffe, 1; Übungen zur Kristallstrukturbestimmung, 1. — **Busch:** Kurs in Glasblasen, 2; Meßmethoden, 2. — **Furrer:** Elektroakustik II (Praktischer Teil), 2 g. — **Gaßmann:** Mathematisch-physikalischer Vorkurs zur Geophysik, 2; Allgemeine Geophysik, 1; Geophysikalisches Praktikum, 1 Woche. — **Gsell:** Luftfahrt-Navigation, 2; Technische Organisation des Luftverkehrs: Wetterdienst, Funkdienst, Befeuerung, 1. — **Huber:** Probleme der physikalischen Optik, 2. — **Lugeon:** Übungen zur allgemeinen Meteorologie mit Rücksicht auf das Flugwesen, 2. — **Oßwald:** Leitung selbständiger Arbeiten im Laboratorium für Akustik, tägl. — **Ott:** Technische und exakte Gasanalyse, 1; Übungen, 1. — **Rüst:** Photographie II: Edle Reproduktionsverfahren, Farbenphotographie, 1; Photographisches Praktikum, 2; Photographisches Vollpraktikum, tägl. — **Sänger:** Ferromagnetismus, 2. — **Waldmeier:** Die interstellare Materie, 1; Selbständige astrophysikalische Arbeiten, tägl. — **Wentzel:** Allgemeine und Quantenstatistik, 4; Seminar für theoretische Physik, 1. — **Ziegler:** Mechanik I, 6; Kolloquium, 1; Übungen, 3. —

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

W. Hofmann, Blei und Bleilegierungen. Gr.-8°. X und 293 Seiten. Mit 277 Abbildungen. 6. Band aus „Reine und angewandte Metallkunde in Einzeldarstellungen" von W. Köster. Berlin 1941. Julius Springer. Broschiert RM 28,—, gebunden RM 29,50.

Obgleich der Werkstoff Blei und seine Legierungen schon sehr lange in den verschiedensten Zweigen der Technik Verwendung finden, mangelte es bisher an einer einheitlichen und umfassenden metallkundlichen Forschungsarbeit auf diesem Gebiet. Nur verstreutes Schrifttum und die Verarbeitungserfahrungen der einzelnen Erzeuger von Gegenständen aus Blei standen zur Verfügung.

Hofmann, als Mitarbeiter der 1936 gegründeten Bleiforschungsstelle im Institut für Metallkunde der Technischen Hochschule Berlin, hat es in seinem Buch übernommen, das Schrifttum über Blei und seine Legierungen in wohlgeordnete Form zu bringen und, soweit Lücken bestanden, diese durch Veröffentlichung von Arbeiten der Bleiforschungsstelle zu schließen.

Eine kurze Einleitung gibt Aufschluß über die Erze, deren Weltproduktion und ihre Verhüttung nach den verschiedenen in- und ausländischen Verfahren. Ausführlich werden die physikalischen Eigenschaften von Blei behandelt.

Im Abschnitt Blei und Bleilegierungen wird zunächst auf die Schwierigkeit der Herstellung von einwandfreien Schliffen für die Gefügeuntersuchung dieser Werkstoffe hingewiesen und ein in der Bleiforschungsstelle entwickeltes Verfahren beschrieben, das selbst höchsten mikroskopischen Anforderungen genügt.

Der zweite Teil dieses Abschnittes behandelt ausführlich die Zweistofflegierungen in alphabetischer Reihenfolge. Besonders eingehend wird hier gezeigt, welche geringen, zum Teil sehr geringen Zusätze die Eigenschaften des Bleies, wie Härte, Korrosionsbeständigkeit, Kornwachstum, Leitfähigkeit, Festigkeit usw., beeinflussen. Von großem Interesse sind die Untersuchungen über die Ausscheidungshärte von Bleilegierungen. So steigt z. B. durch einen *As*-Zusatz von nur 0,05 Proz. zu einer Blei-Antimon-Legierung mit 2 Proz. *Sb* die Härte der ausgehärteten Legierung von 10 auf 22 Brinelleinheiten. Eine ähnliche Wirkung ergibt ein *Cu*-Zusatz von 0,005 Proz. zu einer Legierung mit 1 Proz. *Sb*. Auch die verschiedensten Behandlungsbedingungen für die Aushärtung werden eingehend betrachtet. Bemerkenswert ist ferner, daß einige 0,01 Proz. *Ni* die Korrosionsbeständigkeit von Blei erhöhen und daß *Ca*- und *Ag*-Bleilegierungen außerordentlich große Rekristallisationsbeständigkeit besitzen.

Die Dreistoffsysteme werden im dritten Teil des Abschnittes behandelt. Es ergeben sich dort wertvolle Hinweise auf das Verhalten von Lagerwerkstoffen. Aber auch die Bleirohrindustrie und die Kabelmantelfabrikation können aus diesem Teil des Buches Anregungen für ihre Fertigung entnehmen. Ein Teil der behandelten Systeme hat nur wissenschaftliche bzw. metallkundliche Bedeutung.

Mit den besonderen Eigenschaften des Bleies und seiner Legierungen befaßt sich der Teil IV dieses Abschnittes. Hier werden die Rekristalli-

sations- und Kornwachstumsvorgänge eingehend untersucht. Rekristallisationsschaubilder verschiedener Bleisorten erhöhen das Verständnis für diese Vorgänge. Die Bedeutung des Zugversuches von Blei und seinen Legierungen wird kritisch untersucht. Legierungen mit hoher Gleichmaßdehnung sollen z. B. günstig für Wasserleitungsrohre bei Frostgefahr sein, während ein hoher Betrag der Einschnürungsdehnung eine gewisse Sicherheit gegen Bruch bei Stoßbeanspruchung verbürgt.

Für die Bestimmung der Härte werden Erfahrungen der Bleiforschungsstelle mitgeteilt.

Auch für die Durchführung von Dauerstand- bzw. Kriechfestigkeitsversuchen wird eine Meßeinrichtung der Bleiforschungsstelle mit sehr hoher Meßgenauigkeit beschrieben. Im Zusammenhang mit in der Praxis gelegentlich aufgetretenen Dauerbrüchen wird die Dauerfestigkeit besprochen. Schaubilder, Kurven und Schliffbilder vervollständigen die Ausführungen. Zusammenfassend wird festgestellt, daß sich durch diese Untersuchungen von Blei in Zimmerwärme wertvolle Hinweise für das Verhalten hochschmelzender Metalle oberhalb Raumtemperatur ergeben.

Im letzten Teil dieses Abschnittes wird die für die chemische Industrie überaus wichtige Frage der Korrosionsbeständigkeit von Blei behandelt. Interkristalline Korrosion wird gelegentlich schon an Weichblei festgestellt und scheint am Dauerbruch mitbeteiligt zu sein. Zur Verwendung von Blei für die Kabelindustrie und für Wasserleitungsrohre geben die Kapitel „Bodenkorrosion" und „Tierfraß" interessante Hinweise.

Die technische Verarbeitung von Blei wird im dritten, wesentlich kleineren Abschnitt besprochen, wobei zunächst auf die Gußlegierungen im Zusammenhang mit dem Akkumulatorenbau, dem graphischen Gewerbe und den Lagermetallen eingegangen wird. Der zweite Teil dieses Abschnittes beschreibt die Herstellung von Bleikabelmänteln, Rohren, Drähten und Trapsen. Den Abschluß bildet das Kapitel „Metallische Überzüge", dem einiges über das Löten und Schweißen angegliedert ist.

Den Physiker geht dieses Buch wohl vor allem durch seine auch auf die anderen Metalle übertragbaren, aus den besonderen Eigenschaften des Bleis gewonnenen neuen Erkenntnisse an, wenn es sich naturgemäß auch stark an die Metallurgen, an die Bleiindustrie und andere Blei verarbeitende Betriebe wendet. E. Woeckel

Paul Nylén und Nils Wigren, Einführung in die Stöchiometrie. 160 S. Dresden und Leipzig 1941. Verlag Theodor Steinkopff. Preis brosch. RM 6,—.

Die deutsche Übersetzung dieser Einführung in die Stöchiometrie, die in schwedischer Sprache bereits drei Auflagen erlebte, ist sehr zu begrüßen. Das numerische Rechnen in der Chemie hat sich selten einer besonderen Beliebtheit bei Praktikanten erfreut. Der Grund dafür mag wohl oft darin zu suchen sein, daß es nicht gelehrt und dann immer als lästiges, wenn auch notwendiges Übel empfunden wird. Die Abhilfe, die dieses Buch schafft, geht aber weit über das Bedürfnis im guten Sinne hinaus. In 16 Kapiteln werden die grundsätzlich wichtigen Dinge von der Aufstellung der chemischen Reaktionsformeln über die Gasgesetze, Maßanalyse, Elementaranalyse, M. W. G. u. a. bis zur Thermochemie behandelt. Man findet in jedem Kapitel zu Anfang einen kurzen, aber hinreichenden Abriß der theoretischen Grundlage, der die dann folgenden auf das praktische Rechnen gerichteten Ausführungen vorbereitet. Mit einer Reihe sorgfältig ausgewählter und ausführlicher Beispiele, und einer noch größeren Anzahl von Übungsaufgaben, deren Lösungen teils auch mit Rechenanleitungen am Schluß des Buches zusammengestellt sind, schließt ein Kapitel. Die Gefahr, die das Stellen von Aufgaben und die gleichzeitige Bekanntgabe der Lösungen für das selbständige Denken des Übenden hervorrufen kann, ist glücklich vermieden. Das Buch ist für den Leser und Rechner anregend und wird sich darum im chemischen und physikalisch-chemischen Praktikum auch an deutschen Hochschulen bald Freunde erwerben. F. Rogowski.

Verfahrens- und Meßkunde der Naturwissenschaft. Heft 4. Die Dichte flüssiger und fester Stoffe. Von Helmut Harms. 101 Seiten. 28 Abb. Braunschweig. Friedrich Vieweg und Sohn. Kart. RM 7,50.

Messungen der Dichte sind so bekannt und so geläufig, daß eine genaue Beschreibung und Darstellung derselben zunächst überflüssig erscheint. Ein Studium des vorliegenden Heftchens zeigt jedoch, daß zur Bestimmung von Dichten auf 10^{-7} Einheiten so viele Feinheiten und Kunstgriffe zu beachten sind, daß der Umfang des Buches kaum ausreicht, um diese erschöpfend zu beschreiben. Darüber hinaus sind Dichtebestimmungen chemisch leicht zersetzbarer Substanzen, leicht löslicher Kristalle, Pulver mit adsorbierenden Oberflächen und von nur in geringsten Mengen vorliegenden Stoffen schwierig und nur mit geeigneten Verfahren möglich. Folgende Meßmethoden werden eingehend behandelt: Pyknometerverfahren für flüssige und feste Stoffe einschließlich genauester Differentialmessungen, Auftriebsverfahren, Darstellung von Theorie und Vorschriften für Aräometer, Tropfen- und Schlierenmethode. Der Verfasser weist auf die genauesten Dichtebestimmungen von Elektrolytlösungen durch W. Prang und weiterhin auf die Versuchseinrichtungen von Nansen, Lamb, Lec, Ångström, E. Hofer, W. Geffcken, Ch. Beckmann, A. Kruis u. a. hin. Zahlreiche Literaturhinweise und die Dichteangaben von Wasser, Quecksilber und anderen Eichflüssigkeiten im normalen Temperaturgebiet tragen dazu bei, das Büchlein für den auf diesem Gebiet arbeitenden Physiker sehr wertvoll zu gestalten. W. Holzmüller

C. Weygand, Chemische Morphologie der Flüssigkeiten und Kristalle. Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik. Herausgegeben von A. Eucken und K. L. Wolf. Bd. 2, Abschn. IIIC. 192 S. Mit 20 Fig. im Text. Leipzig 1941. Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler K.-G. RM 22,—.

Das Buch setzt sich zum Ziel, die Eigenschaften der Flüssigkeiten und Kristalle durch eine anschauliche Betrachtungsweise zu verstehen oder, wie der Verfasser sagt, „den Zusammenhang zwischen molekularer bzw. atomarer und Kristallgestalt in seiner ganzen Ausdehnung" und „das stoffliche Ge-

schehen als einen Gestaltwandel zu begreifen". Der Stoff wird in zwei Kapitel eingeteilt: I. Die chemische Morphologie der Flüssigkeiten (Isotrope und kristalline oder anisotrope Flüssigkeiten) und II. Die chemische Morphologie der Kristalle (Keimbildung, Kristallwachstum, Polymorphieproblem, Verwandtschaftsproblem).

Der Physiker wird in dem Buch mancher Problemstellung und Begriffsbildung begegnen, die neuartig für ihn sein dürfte. Mit Gewinn wird er in den einzelnen Kapiteln zusammengestelltes Beobachtungsmaterial studieren. Im I. Kapitel wird den dem Thema besonders viel Stoff bietenden kristallinen und anisotropen Flüssigkeiten ein breiter Raum gewidmet. Der Autor hat selbst viele erfolgreiche präparative Arbeiten zur Herstellung anisotroper Flüssigkeiten ausgeführt. Wer sich für die kristallinen Flüssigkeiten vom Standpunkt der Ordnungs- und Unordnungserscheinungen interessiert, findet viele Einzelheiten und Gesichtspunkte für das Verständnis des Zustandekommens des Effektes.

Dasselbe gilt für die Abschnitte des II. Kapitels, das ein reiches Material zu den Problemen der Umwandlung und Neubildung der Phasen und der morphologischen Verwandtschaft enthält und dem Physiker in diesem aktuellen Gebiet manche Anregung geben kann. K. Wirtz

Nachrichten

Elfter Wissenschaftlicher Wettbewerb der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E.V.

Die regelmäßigen wissenschaftlichen Wettbewerbe der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. konnten auch während des Krieges durchgeführt werden. Der elfte Wettbewerb hat angesichts der Zeitumstände einen außergewöhnlich guten Erfolg gehabt. Eingereicht wurden insgesamt sieben Arbeiten. Eine davon mußte zurückgegeben werden, weil sie den Ausschreibungsbedingungen nicht entsprochen hat. Drei Arbeiten konnte ein Preis zuerkannt werden. Zwei Arbeiten wurden zur Veröffentlichung angekauft. Bei einer weiteren an sich preiswürdigen Arbeit lag eine Vorveröffentlichung in einer Patentschrift vor, so daß sie nach den Wettbewerbsbedingungen nicht mit einem Preis bedacht werden konnte; jedoch soll die Veröffentlichung dieser Arbeit in der Schriftenreihe der Gesellschaft erfolgen.

Die Arbeit von Dipl.-Ing. Wilh. Huth: „Die Reinigung von Uhren und Feingeräten" wurde mit einem Preis von 600 RM. ausgezeichnet; die Arbeit von Prof. Dr.-Ing. H. Bock: „Zur Theorie des Spiralfeder-Rückers der Uhren" mit 500 RM.; Dipl.-Ing. J. Görner und W. Hubert erhielten für ihre Gemeinschaftsarbeit „Elektromechanischer Schwinger mit Schrittschaltwerk" einen Preis von 250 RM. Die Arbeiten „Über eine elektrische Uhr" von Karl Schmidt und O. Sickert und „Die Beschreibung des Aufbaues einer akustisch-elektrischen Zeitwaage" von Ingenieur Willfried Ryll wurden zur Veröffentlichung angekauft, die Arbeit von Ingenieur Hermann Riepert: „Elektrooptische Einrichtung zur Reglage, Erforschung, Prüfung und Registrierung der individuellen Eigenschaften von Uhren, insbesondere ihres Ganges" soll ebenfalls in der Schriftenreihe der Gesellschaft veröffentlicht werden.

Für den Zwölften Wettbewerb 1942/43 wird ein festes Thema nicht vorgeschrieben. Jeder Bewerber kann sich das besondere Thema, das er bearbeiten will, selbst auswählen; auf einige Themen wird hingewiesen.

Die Teilnahme ist offen für jedermann. — Für Preise steht bis auf weiteres jährlich ein Betrag von 2000 RM. zur Verfügung. Die Wettbewerbsarbeiten müssen bis zum 1. April 1943 bei der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin SW 68, Neuenburger Str. 8, in einer für den Druck geeigneten Form eingereicht sein.

Anfragen sind zu richten an die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin SW 68, Neuenburger Str. 8.

Berlin, am 30. Mai 1942.

Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V.

Fr. A. Kames, Vorsitzender.

Dozenturen: An der Technischen Hochschule München Dr. Fritz Endemann für Organische Chemie, an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Felix Biedebach für Pharmazeutische Chemie, an der Universität Kiel Dr. Wilhelm Walcher für Physik, an der Universität Berlin Dr. Helmut Müller für Astronomie, an der Universität Breslau Dr. Hermann Lambrecht für Astronomie.

Ernannt: Der Dozent an der Deutschen Technischen Hochschule Prag Dr. Josef Tischer zum o. Professor für Allgemeine und analytische Chemie an der Landwirtschaftlichen Hochschule Tetschen, der ao. Professor von der Technischen Hochschule Wien Dr. Karl Strubecker kommissarisch zum o. Professor für Mathematik an der Reichsuniversität Straßburg, Dr. Fritz Zetsche, Lehrbeauftragter der organischen und technologischen Chemie an der Universität Berlin, zum ao. Profossor daselbst, der wissenschaftliche Assistent an der Technischen Hochschule Wien Dr. Fritz Bayer zum o. Professor für Technische Elektrochemie daselbst, der Dozent für Mechanische Technologie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Rudolf Scheu zum ao. Professor daselbst, der Dozent an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Ing. Harald Müller zum ao. Professor für Technische Physik daselbst, der Dozent an der Universität Köln Dr. Wilhelm Hacker zum ao. Professor für analytische Chemie daselbst, der ao. Professor an der Universität Wien Dr. Carl Mayr zum ao. Professor für analytische Chemie daselbst, der Dozent für Atomphysik an der Universität Kiel Dr. Wilhelm Walcher in gleicher Eigenschaft an der Universität Göttingen, der Dozent für angewandte Physik, insbesondere zerstörungsfreie Werkstoffprüfung an der Bergakademie Freiberg Dr. Friedrich Regler zum außerplanmäßigen Professor daselbst.

In den Ruhestand: Der o. Professor der pharmazeutischen Chemie an der Universität Leipzig Dr. Hugo Bauer.

Gestorben: Der o. Professor der physikalischen Chemie an der Universität von Paris (Sorbonne) Dr. Jean Perrin, der frühere o. Professor der Mathematik an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Oskar Bolza, der frühere o. Professor der Experimentalphysik an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Julius Precht, der Physiker und Ingenieur Dr. Valdemar Poulsen (Konstrukteur des Telegraphon und Lichtbogen-Funksenders) in Kopenhagen.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany